



HAL
open science

Contribution à la compréhension des phénomènes de condensation siégeant au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées

Élise Bérut

► **To cite this version:**

Élise Bérut. Contribution à la compréhension des phénomènes de condensation siégeant au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées. Thermique [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSEI053 . tel-03624501

HAL Id: tel-03624501

<https://theses.hal.science/tel-03624501>

Submitted on 30 Mar 2022

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

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



INSA

N° d'ordre NNT : 2021LYSEI053

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'INSA de LYON

École Doctorale N°162
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Spécialité de doctorat : Thermique et Énergétique

Soutenue publiquement le 01/10/2021, par :

Élise BÉRUT

**Contribution à la compréhension
des phénomènes de condensation
siégeant au sein d'une chambre de
vapeur à ailettes creuses intégrées**

Devant le jury composé de :

LE PIERRÈS, Nolwenn	Professeure (Université Savoie Mont Blanc)	Présidente
BERTIN, Yves	Professeur (ENSMA)	Rapporteur
MISCEVIC, Marc	Maître de Conférences HDR (UPS Toulouse)	Rapporteur
LEFÈVRE, Frédéric	Professeur (INSA-Lyon)	Co-directeur de thèse
LIPS, Stéphane	Maître de Conférences HDR (INSA-Lyon)	Co-directeur de thèse
SARTRE, Valérie	Maître de Conférences HDR (INSA-Lyon)	Co-directrice de thèse
JOFFRE, Thomas	Docteur, R&D Program Manager (IPC)	Invité

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<u>CHIMIE DE LYON</u> https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Stéphane DANIELE C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	<u>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	M. Philippe DELACHARTRE INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
E2M2	<u>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</u> http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	M. Philippe NORMAND Université Claude Bernard Lyon 1 UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX philippe.normand@univ-lyon1.fr
EDISS	<u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</u> http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie RICARD-BLUM Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	<u>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</u> http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr
Matériaux	<u>MATÉRIAUX DE LYON</u> http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	M. Stéphane BENAYOUN Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
MEGA	<u>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	M. Jocelyn BONJOUR INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	<u>ScSo*</u> https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	M. Christian MONTES Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 christian.montes@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Résumé

Les chambres de vapeur sont des systèmes de refroidissement diphasiques passifs et efficaces qui sont notamment utilisés dans le domaine de l'électronique. Elles sont généralement associées à un dissipateur à ailettes métallique refroidi par convection naturelle ou forcée. Dans ce mémoire, une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées est étudiée. Cette configuration permet un allègement du système et un gain en performance grâce à la condensation du fluide de travail à l'intérieur des ailettes. L'effet de la présence de gaz incondensables dans un condenseur à ailettes creuses est analysé expérimentalement et par une modélisation numérique. Par ailleurs, comme le refroidissement par convection limite les performances du système, une réduction du diamètre des ailettes est requise pour augmenter leur nombre et, ainsi, la surface d'échange totale. Un diamètre réduit peut toutefois entraîner la formation de bouchons de liquide au sein des ailettes et dégrader leurs performances. Ce phénomène a été visualisé grâce à la réalisation de condenseurs transparents en polymère à ailettes creuses. Il y a donc un compromis à trouver entre l'optimisation des performances en convection et le maintien d'un régime de condensation qui permette le bon fonctionnement du système. Différentes pistes ont été explorées à l'aide de résultats issus de la littérature, d'un modèle numérique et d'essais expérimentaux afin de déstabiliser les bouchons de liquide et de favoriser le drainage du condensat vers l'évaporateur. L'utilisation d'ailettes de section transversale triangulaire semble pertinente pour réduire leur taille en évitant la rétention de liquide, mais le gain réalisable sur la surface d'échange convective reste modeste (de l'ordre de 15 %). L'interconnexion entre les ailettes du condenseur donne des résultats plus prometteurs. En effet, des ailettes interconnectées de diamètre intérieur 2 mm fonctionnent avec l'eau comme fluide de travail malgré la formation de bouchons de liquide, ce qui n'est pas le cas d'un condenseur à ailettes indépendantes de diamètre 5 mm.

Abstract

Vapor chambers are among the most efficient passive two-phase cooling devices. They are frequently used for thermal management of electronics and commonly combined with solid air-cooled finned heat sinks. In this work, a vapor chamber with integrated hollow fins is studied. This design lightens the cooling device and improves its performance thanks to the working fluid's condensation inside the hollow fins. The effect of non-condensable gas inside condensers with hollow fins has been examined experimentally and theoretically using a numerical model. Furthermore, since external air-cooling limits the thermal performance of the device, the hollow fins diameter should be reduced in order to increase their number and the total heat transfer surface area. However, small diameters can lead to the formation of liquid plugs inside the fins, which deteriorates their performance. This phenomenon has been observed thanks to the manufacturing of transparent polymer condensers with hollow fins. Therefore, a trade-off must be found between external cooling optimization and condensation regimes, which should not hinder proper operation. Different ways of destabilizing liquid plugs and draining the condensate to the evaporator region have been explored using results from the literature, a numerical model and multiple experiments. Hollow fins with triangular cross-section seem appropriate to reduce the fin size while preventing retention of liquid. However, the achievable increase in the heat transfer surface area is only of about 15%. The results obtained with interconnected hollow fins are more promising. Indeed, interconnected fins with 2 mm inner diameter operate with water as the working fluid despite the formation of liquid plugs. It is not the case of a condenser with 5 mm inner diameter separated fins.

Remerciements

Je remercie chaleureusement tous les membres du jury pour leur participation à ma soutenance, notamment Nolwenn Le Pierrès, qui a accepté d'être présidente du jury, et Yves Bertin et Marc Miscevic pour avoir endossé le rôle de rapporteur. Vos retours sur mes travaux et les échanges que nous avons eus furent très instructifs et enrichissants.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Stéphane Lips, Frédéric Lefèvre et Valérie Sartre. Merci pour toutes nos discussions (scientifiques ou non !), pour votre bienveillance et vos encouragements. Merci à Stéphane pour son enthousiasme communicatif et ses idées bouillonnantes. ;-) Merci à Frédéric et Valérie pour leurs relectures attentives et pour m'avoir aidée à présenter les nombreux résultats de cette thèse de manière cohérente et pédagogique. J'ai beaucoup appris et progressé grâce à vous trois. Je vous souhaite le meilleur pour la suite et j'espère que nous garderons contact.

Je remercie l'équipe du Centre Technique Industriel de la Plasturgie et des Composites (IPC), en particulier Thomas Joffre, Julien Bajolet, Jean-Christophe Borneat et Stéphane Garabédian, sans qui cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Vous avez su réaliser les géométries parfois complexes imaginées au CETHIL en faisant preuve d'adaptabilité et d'une grande réactivité. Les différents condenseurs fabriqués par vos soins ont permis d'obtenir des résultats prometteurs et montrent le fort potentiel de la fabrication additive.

Un grand merci à l'équipe de l'Atelier, en particulier à Christophe Ducat, Nicolas Pouchot et Xavier Durand, ainsi qu'à Anthony Buthod et Serge Buathier, membres du service instrumentation, pour tout le travail effectué. Votre aide a été précieuse pour la conception et le montage du banc d'essais, et elle m'a permis de surmonter les nombreux défis expérimentaux auxquels j'ai été confrontée au cours de ma thèse. Mes remerciements s'adressent également au personnel du secrétariat, pour son efficacité et sa patience face à de multiples sollicitations au quotidien. Merci à Edwige Buttet, Nazaré Marques et, surtout, à Marilyne Galindo. Nos discussions ont apporté un peu de légèreté à des journées souvent bien remplies.

Ma reconnaissance va également à tous les collègues du CETHIL avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger et qui ont contribué à rendre cette expérience riche et intéressante. Je souhaite remercier en particulier Olivier Chapuis, Jacques Jay et Agnès Delmas. Merci également à Frédéric Kuznik de m'avoir permis de siéger au Conseil d'unité et pour sa bienveillance en tant que directeur du laboratoire. Je n'oublie pas les doctorants et post-doctorants avec qui j'ai pu travailler, discuter ou jouer à la coinche, même si la période de pandémie a été peu propice à la convivialité. Je pense notamment à Julie, Éloïse, Paul, Gabriele, Janett, Yassine, Jean, Antoine, Marie, Khiscia, Nicolas, Alexandre, Christophe, Mathilde, Félix, Pouya, Souleymane, Sophie et bien d'autres.

Je remercie aussi l'équipe des TP de mesures physiques et de thermodynamique (Bernard Lacroix, Laure Rafaëilly-Veslin, Vincent Pauchard, Benoît Michel, Gaëlle Ducom...) et les étudiants du département GEn, pour la plupart curieux et intéressés. Cette première expérience d'enseignement fut très enrichissante pour moi.

J'ai également une forte pensée pour mes amis de promo GEn, de lycée, du badminton et pour la « Dream Team ». Merci pour votre bonne humeur et tous les moments que nous avons partagés ! Ces dernières années n'auraient pas été aussi chouettes sans vous.

Un grand merci à mes parents et à mes sœurs pour leur soutien et l'aide à l'organisation du pot de thèse, moment au moins aussi important que la soutenance ! Entre le covid et le travail, nous ne nous sommes pas réunis très souvent, mais merci d'être là. Petite dédicace à Jade, qui n'a pas pu être présente le jour J. Je t'expliquerai mon sujet de thèse à l'occasion, peut-être quand tu seras plus grande. :-P

Enfin, merci à la musique d'exister et de m'accompagner au quotidien, et à Simon Digonnet de m'avoir initiée à la composition. J'ai achevé deux morceaux pour le moment mais, cette période ayant été source d'inspiration, il y en a bien d'autres dans les tiroirs. Maintenant que ma thèse est terminée, je n'ai plus d'excuse pour ne pas sortir un album (déjà très attendu !). 🎵

Table des matières

NOMENCLATURE.....	13
INTRODUCTION.....	19
PARTIE I – ANALYSE A L’ECHELLE SYSTEME.....	23
Chapitre I : État de l’art sur les chambres de vapeur à ailettes creuses	25
I.1 Concept d’une chambre de vapeur à ailettes creuses	25
I.1.1 Principe et limites de fonctionnement d’un caloduc	25
I.1.2 Description d’un type particulier de caloduc : la « chambre de vapeur »	26
I.1.3 Spécificités et intérêt des chambres de vapeur à ailettes creuses	27
I.2 Chambres de vapeur à ailettes creuses étudiées dans la littérature	28
I.2.1 Condenseurs purement gravitaires	28
I.2.2 Condenseurs avec structure capillaire	33
I.2.3 Synthèse	36
I.3 Conclusions.....	36
Chapitre II : Détermination expérimentale des performances thermiques de la chambre de vapeur à ailettes creuses.....	37
II.1 Choix du matériau du condenseur à ailettes creuses et des fluides.....	37
II.1.1 Critères de choix	37
II.1.2 Choix du matériau transparent	37
II.1.3 Choix du matériau polymère.....	38
II.1.4 Choix des fluides.....	39
II.2 Présentation du dispositif expérimental.....	39
II.2.1 Chambre de vapeur à ailettes creuses	39
II.2.2 Banc d’essais.....	41
II.2.2.1 Système de remplissage.....	42
II.2.2.2 Dispositif de chauffage et de refroidissement	43
II.2.2.3 Instrumentation	43
II.3 Procédure expérimentale et exploitation directe des mesures	45
II.3.1 Procédure expérimentale.....	45
II.3.2 Mesure du champ de température externe des tubes par thermographie infrarouge.....	46
II.4 Caractérisation des résistances thermiques de la chambre de vapeur à ailettes creuses	47
II.4.1 Méthodologie	47
II.4.1.1 Détermination de la puissance transférée par les ailettes creuses	48
II.4.1.2 Détermination des résistances thermiques.....	48
II.4.1.3 Détermination des incertitudes	49
II.4.2 Résultats de la caractérisation thermique.....	50
II.4.2.1 Comparaison des condenseurs en polymère et en aluminium.....	50
II.4.2.2 Impact des gaz incondensables sur les performances thermiques de la chambre de vapeur	51
II.5 Conclusions.....	54

Chapitre III : Modélisation de l'effet des gaz incondensables sur la condensation au sein d'ailettes creuses.....	55
III.1 État de l'art sur la modélisation des caloducs contenant des gaz incondensables.....	55
III.2 Description du modèle de condensation en film dans un tube vertical en présence de gaz incondensables	57
III.2.1 Modélisation hydrodynamique	58
III.2.2 Diffusion des gaz incondensables dans la vapeur.....	60
III.2.3 Modélisation thermique	60
III.2.4 Procédure de résolution	62
III.3 Exploitation du modèle	65
III.3.1 Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux	65
III.3.2 Étude paramétrique.....	66
III.3.2.1 Influence des paramètres d'entrée incertains sur le profil de température de la paroi.....	67
III.3.2.2 Influence de la conductivité thermique de la paroi sur les profils de température et sur les performances thermiques	68
III.4 Conclusions	70
PARTIE II – ANALYSE PHENOMENOLOGIQUE.....	73
Chapitre IV : Influence du fluide et du diamètre des ailettes sur les phénomènes hydrodynamiques	75
IV.1 Phénomènes hydrodynamiques dans les thermosiphons diphasiques tubulaires	75
IV.1.1 Visualisation des phénomènes hydrodynamiques	75
IV.1.2 Analyse théorique de l'instabilité du film de condensat.....	79
IV.1.3 Synthèse	80
IV.2 Dispositif expérimental	81
IV.2.1 Description des condenseurs transparents à ailettes creuses	81
IV.2.2 Caractérisation thermique de la chambre de vapeur à ailettes creuses.....	82
IV.2.3 Comparaison des caractéristiques des fluides	83
IV.3 Analyse des résultats expérimentaux	83
IV.3.1 Phénomènes hydrodynamiques et régimes de fonctionnement.....	84
IV.3.1.1 Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100.....	85
IV.3.1.2 Chambre de vapeur chargée en eau.....	87
IV.3.1.3 Synthèse.....	91
IV.3.2 Performances thermiques	92
IV.3.2.1 Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100.....	92
IV.3.2.2 Chambre de vapeur chargée en eau.....	93
IV.3.2.3 Synthèse.....	94
IV.4 Conclusions.....	95

Chapitre V : Influence de la géométrie interne des ailettes sur la stabilité des bouchons de liquide en régime quasi-statique.....	97
V.1 Équilibre d'un bouchon de liquide dans un tube	97
V.1.1 Influence des propriétés de la paroi sur la mouillabilité et l'hystérésis d'angle de contact	99
V.1.1.1 État de surface de la paroi	100
V.1.1.2 Interactions paroi-fluide.....	100
V.1.2 Cas d'un bouchon situé à l'extrémité supérieure fermée.....	101
V.1.3 Cas d'un bouchon situé à l'extrémité inférieure ouverte	102
V.1.4 Modification de la section longitudinale du tube.....	103
V.1.5 Influence de la forme de la section transversale sur la courbure à l'équilibre et la stabilité des bouchons.....	104
V.1.5.1 Sections polygonales circonscriptibles et non circonscriptibles	105
V.1.5.2 Drainage dans les angles	106
V.1.5.3 Sections non polygonales	109
V.1.6 Synthèse et choix.....	113
V.2 Étude numérique de l'influence de la section transversale des ailettes sur la courbure du ménisque.....	114
V.2.1 Principe de la modélisation.....	115
V.2.2 Analyse des résultats.....	115
V.2.2.1 Tubes de section polygonale régulière	115
V.2.2.2 Tubes cannelés.....	117
V.2.2.3 Comparaison intégrant la compacité	119
V.2.3 Conclusions de l'étude numérique.....	121
V.3 Étude expérimentale de l'influence de la section transversale des ailettes sur la stabilité des bouchons de liquide.....	122
V.3.1 Conception et fabrication des tubes	122
V.3.2 Protocole expérimental	123
V.3.3 Analyse des résultats.....	125
V.4 Conclusions sur la stabilité en régime quasi-statique.....	127
Chapitre VI : Influence de la géométrie interne des ailettes sur le drainage.....	129
VI.1 Principes généraux sur l'intensification des échanges thermiques en condensation grâce au drainage	129
VI.1.1 Condensation sur une surface verticale profilée.....	130
VI.1.1.1 Ailettes convexe-concave	132
VI.1.1.2 Ailettes triangulaires.....	133
VI.1.1.3 Ailettes tridimensionnelles	135
VI.1.1.4 Synthèse.....	136
VI.1.2 Influence des propriétés de la paroi.....	137
VI.1.3 Condensation à l'intérieur d'un tube	139
VI.1.3.1 Influence de la section longitudinale	141
VI.1.3.2 Influence de la section transversale	142
VI.1.3.3 Effet de l'inclinaison	147
VI.1.3.4 Synthèse sur la condensation à l'intérieur d'un tube.....	148
VI.1.4 Bilan global et choix.....	149

VI.2 Étude expérimentale de l'influence de la section transversale des ailettes sur le drainage et les transferts thermiques	151
VI.2.1 Essais dans des tubes simples ouverts en l'absence de condensation	151
VI.2.1.1 <i>Protocole expérimental</i>	152
VI.2.1.2 <i>Présentation et analyse des résultats</i>	152
VI.2.2 Essais au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses.....	153
VI.2.2.1 <i>Dispositif expérimental</i>	154
VI.2.2.2 <i>Présentation et analyse des résultats</i>	157
VI.2.2.3 <i>Condenseurs à tubes interconnectés</i>	164
VI.3 Conclusions	172
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	175
BIBLIOGRAPHIE	181
ANNEXES	197

Nomenclature

Notations latines

a	m	distance orthogonale constante entre le centre d'un polygone circonscriptible et les droites portant ses côtés (chapitre V)
a_c	-	coefficient d'accommodation
A	m ²	section de passage
c_p	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	capacité thermique massique ¹
C	m ⁻¹	courbure d'une surface
C, C_1, C_2, m	-	coefficients des corrélations pour le calcul du coefficient d'échange convectif
d	m	distance
D	m	diamètre
\mathcal{D}	m ² .s ⁻¹	coefficient de diffusion
D_h	m	diamètre hydraulique
$D_{inscrit}$	m	diamètre inscrit
\mathcal{D}_p	Pa.m ² .s ⁻¹	coefficient de diffusion rapporté à la pression
e	m	épaisseur
E	-	paramètre de diffusion radiale, équation (D-9)
E	Pa	module de Young ou d'élasticité en traction
E_f	Pa	module d'élasticité en flexion
f	-	coefficient de frottement
\vec{F}	N	vecteur force
\vec{F}_p	N	résultante des forces de pression
g	m.s ⁻²	accélération de la pesanteur
G	kg.m ⁻² .s ⁻¹	débit massique surfacique de vapeur, équation (IV-10)
h, h'	W.m ⁻² .K ⁻¹	coefficient d'échange thermique
\bar{h}	W.m ⁻² .K ⁻¹	coefficient d'échange thermique moyen
h_{lv}	J.kg ⁻¹	chaleur latente massique de vaporisation
H	m	hauteur
i	J.kg ⁻¹	enthalpie massique
j_v^*	-	débit volumique de vapeur adimensionné
J	mol.s ⁻¹ .m ⁻²	flux de perméation
J_∞	mol.s ⁻¹ .m ⁻²	flux de perméation en régime permanent
K	Pa	module d'élasticité isostatique
l	m	largeur
ℓ	m	dimension caractéristique
L	m	longueur
m	kg	masse
\dot{m}	kg.s ⁻¹	débit massique
\bar{M}	kg.mol ⁻¹	masse molaire
n	-	nombre total de nœuds dans le modèle nodal
n	mol	quantité de matière
\vec{n}_p	-	vecteur normal unitaire à la paroi
n_{px}, n_{py}, n_{pz}	-	composantes cartésiennes du vecteur \vec{n}_p
N	-	nombre de tubes

¹ Les symboles grisés apparaissent uniquement dans les annexes.

N	-	nombre de côtés d'un polygone
N	-	nombre de cannelures pour une section cannelée
N_l, N_t	-	nombre de rangées de tubes dans la direction longitudinale et transversale
NM	$J.s^{-1/2}.m^{-2}.K^{-3/4}$	nombre de mérite, équation (IV-6)
p	m	périmètre
p_m	m	périmètre mouillé
P	Pa	pression
P	$mol.s^{-1}.m^{-1}.Pa^{-1}$	perméabilité
\vec{P}	N	poids
P_{crit}	Pa	pression au point critique
\dot{q}	$W.m^{-1}$	flux de chaleur linéique
q_s	$W.m^{-2}$	densité de flux de chaleur
\dot{Q}	W	flux de chaleur
r	m	rayon
r, φ	m, rad	coordonnées polaires
R	m	rayon de courbure d'une surface
\bar{R}	$J.mol^{-1}.K^{-1}$	constante universelle des gaz parfaits
R_{th}, R'_{th}	$K.W^{-1}$	résistance thermique
$R_{vapeur pure}$	$K.W^{-1}$	résistance thermique en l'absence de gaz incondensables
s	m	abscisse curviligne
S	m^2	surface
S	$mol.m^{-3}.Pa^{-1}$	coefficient de solubilité
$S_{spé}$	m^{-1}	surface spécifique
t	s	temps
t_{vide}	s	temps écoulé depuis le dernier tirage au vide de la chambre de vapeur
T	°C (ou K)	température
T_g	°C	glass transition temperature / température de transition vitreuse
u	$m.s^{-1}$	vitesse débitante
U	$W.m^{-2}.K^{-1}$	coefficient d'échange global d'un échangeur thermique
U_∞	$m.s^{-1}$	vitesse frontale
v	$m.s^{-1}$	vitesse
\vec{V}	-	vecteur normal à la surface du ménisque
V_x, V_y, V_z	-	composantes cartésiennes du vecteur \vec{V}
w	-	fraction massique
W	-	paramètre de conduction axiale, équation (D-10)
x	m	position axiale le long d'une ailette creuse
x, y, z	m	coordonnées cartésiennes
X_l, X_t	m	pas longitudinal et transversal
y	-	fraction molaire

Notations grecques

α	rad (ou °)	inclinaison par rapport à l'horizontale
α	-	facteur de forme pour une section cannelée
α, β	rad (ou °)	angles (précisé par le contexte)
δ	m	épaisseur du film de condensat
δ_g	m	épaisseur de la couche de diffusion radiale
Δ	[x]	variation d'une grandeur x
Δ	[x]	incertitude associée à une grandeur x

ΔP_{cap}	Pa	pression capillaire ou de Laplace (i.e. différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur au voisinage d'un ménisque)
ΔP_{hydro}	Pa	variation de pression hydrostatique
ε_m	kg	critère de convergence sur la masse totale de gaz incondensables
ε_Q	W	critère de convergence sur la puissance transférée par les ailettes
ε_w	-	critère de convergence sur le profil de fraction massique en gaz incondensables
θ	rad (ou °)	angle de contact liquide-paroi
θ	°	déphasage des ondulations aux parois (annexe I)
θ_a	rad (ou °)	angle d'avancée
θ_{app}	rad (ou °)	angle de contact apparent
θ_c	rad (ou °)	angle de contact critique entraînant l'apparition du drainage capillaire dans un angle
θ_e	rad (ou °)	angle de contact à l'équilibre
θ_r	rad (ou °)	angle de recul
κ^{-1}	m	longueur capillaire
κ_m	kg.m ⁻² .s ⁻¹	coefficient de transfert de masse
λ	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	conductivité thermique
μ	Pa.s	viscosité dynamique
ρ	kg.m ⁻³	masse volumique
σ	N.m ⁻¹	tension superficielle
τ	N.m ⁻²	contrainte

Indices

0	conditions aux limites en $x = 0$
1	relatif au ménisque supérieur ou à la zone située au-dessus du bouchon de liquide
2	relatif au ménisque inférieur ou à la zone située au-dessous du bouchon de liquide
<i>a</i>	ménisque avançant ou zone active (annexe D)
A, B	relatif au point A ou B
<i>ailettes</i>	ailettes creuses
<i>air</i>	circulation d'air pour le refroidissement
<i>ax</i>	direction axiale
<i>b</i>	<i>bulk</i> / écoulement loin de la paroi
<i>base</i>	plaque du condenseur servant de base aux ailettes creuses
<i>c</i>	condenseur (annexe D)
<i>cond</i>	condensation
<i>condenseur</i>	condenseur à ailettes creuses
<i>conv</i>	convection
<i>cp</i>	changement de phase
<i>drainage</i>	drainage capillaire et / ou gravitaire
<i>eff</i>	zone sans gaz incondensables (zone effective pour les transferts de chaleur)
<i>enveloppe</i>	enveloppe de la chambre de vapeur
<i>equ</i>	équivalent
<i>evap</i>	évaporateur
<i>ext</i>	extérieur
<i>f</i>	film de condensat
<i>g</i>	mélange gazeux (vapeur et gaz incondensables)
<i>i</i>	interface liquide-vapeur
<i>ina</i>	zone inactive (annexe D)
<i>inf</i>	extrémité inférieure d'une ailette insérée dans la plaque du condenseur

<i>int</i>	intérieur
<i>joint</i>	joint torique
<i>l</i>	liquide
<i>max</i>	valeur maximale
<i>min</i>	valeur minimale
<i>moy</i>	valeur moyenne
<i>nc</i>	<i>non-condensable gas</i> / gaz incondensables
<i>out</i>	valeur fournie en sortie de modèle
<i>p</i>	paroi
<i>r</i>	ménisque reculant
<i>rad</i>	direction radiale
<i>ref</i>	référence
<i>s</i>	échange de chaleur sensible
<i>sat</i>	saturation
<i>sc</i>	source chaude
<i>sf</i>	source froide
<i>sup</i>	bouchon cylindrique à l'extrémité supérieure d'une ailette
<i>tot</i>	total
<i>v</i>	vapeur
<i>vide</i>	chambre de vapeur vide (charge en fluide nulle)
<i>w</i>	<i>wall</i> / paroi ou <i>wick</i> / structure capillaire

Exposants

*	grandeur adimensionnée
1	nœud initial du modèle nodal situé au sommet du tube
<i>j</i>	<i>j</i> -ième nœud du modèle nodal
<i>n</i>	nœud final du modèle nodal situé à l'entrée du tube
<i>ref</i>	référence

Sigles et abréviations

1D, 2D, 3D	unidimensionnel, bidimensionnel, tridimensionnel
ALD	<i>atomic layer deposition</i> / dépôt par couches atomiques
BD	basse densité
CED	<i>cohesive energy density</i> / densité d'énergie de cohésion
CFD	<i>computational fluid dynamics</i> / mécanique des fluides numérique
cyl.	cylindrique
ECT	<i>electrical capacitance tomography</i> / tomographie par capacitance électrique
FDM	<i>fused deposition modeling</i> / dépôt de fil fondu
FEP	fluoroéthylène propylène
FHP	<i>flat heat pipe</i> / caloduc plat
FHS-VC	<i>fin heat sink vapor chamber</i> / chambre de vapeur munie d'un dissipateur à ailettes
FKM	caoutchouc fluoré
FR4	résine époxyde renforcée de fibres de verre
HD	haute densité
HFE	hydrofluoroéther
HTC	<i>heat transfer coefficient</i> / coefficient d'échange thermique
HTN	nylon haute température
IRT	indice relatif de température
LCP	<i>liquid cristal polymer</i> / polymère à cristaux liquides
LHP	<i>loop heat pipe</i> / boucle diphasique

MQ	caoutchouc silicone comportant uniquement des groupes méthyles
OTR	<i>oxygen transmission rate</i> / taux de transmission d'oxygène
PA	polyamide
PC	polycarbonate
PCB	<i>printed circuit board</i> / circuit imprimé
PDMS	polydiméthylsiloxane
PE	polyéthylène
PEEK	polyétheréthercétone
PET	polyéthylène téréphtalate
PEX	polyéthylène réticulé
PHP	<i>pulsating heat pipe</i> / caloduc oscillant
PI	polyimide
PP	polypropylène
PPS	polyphénylène sulfide
PTFE	polytétrafluoroéthylène
PU	polyuréthane
PVDF	polyfluorure de vinylidène
Q	caoutchouc silicone
SE-FIT	logiciel <i>Surface Evolver – Fluid Interface Tool</i>
SLA	stéréolithographie
SLM	<i>selective laser melting</i> / fusion sélective laser
TDMA	<i>tridiagonal matrix algorithm</i> / algorithme de Thomas
TFC	température de fléchissement sous charge
TPU	polyuréthane thermoplastique
TRC	température maximale de résistance en continue sans contrainte
VCHP	<i>variable conductance heat pipe</i> / caloduc à conductance variable
WVTR	<i>water vapor transmission rate</i> / taux de transmission de vapeur d'eau
CETHIL	Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon
IPC	Centre Technique Industriel de la Plasturgie et des Composites
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>

Nombres adimensionnels

Bo	nombre de Bond, équation (IV-8)
Co	nombre de confinement, équations (IV-11) et (IV-12)
Fr	nombre de Froude, équation (IV-9)
Nu	nombre de Nusselt
\overline{Nu}	nombre de Nusselt moyen
Po	nombre de Poiseuille, équation (III-9)
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds
Sc	nombre de Schmidt
Sh	nombre de Sherwood
St	nombre de Stanton
St_m	nombre de Stanton massique
We	nombre de Weber, équation (IV-7)

Introduction

La problématique de la gestion de la chaleur est devenue incontournable dans de nombreux secteurs industriels comme l'électronique, le transport ferroviaire ou encore le domaine aéronautique et spatial. Le développement de systèmes de refroidissement efficaces, légers et compacts constitue donc un enjeu industriel majeur. Les caloducs, qui utilisent le changement de phase liquide-vapeur pour transférer de la chaleur d'une source chaude (généralement de petites dimensions) à une source froide (généralement de dimensions plus conséquentes), constituent une solution particulièrement intéressante. En effet, le changement de phase liquide-vapeur est l'un des modes de transfert de chaleur les plus efficaces dans les domaines de températures usuels. Les caloducs présentent en outre l'avantage d'être des systèmes passifs, puisqu'ils ne nécessitent pas d'éléments mécaniques (pompe, compresseur) pour la circulation du fluide caloporteur.

Les chambres de vapeur sont des caloducs plats de faible épaisseur largement utilisés pour le refroidissement de l'électronique. Elles sont généralement munies d'un dissipateur thermique métallique à ailettes refroidi par convection naturelle ou forcée, qui constitue leur source froide. En effet, malgré leurs performances thermiques élevées, les caloducs ne constituent pas un système de dissipation thermique à proprement parler. Leur rôle dans les systèmes industriels est de transporter la chaleur d'une source chaude, qui doit être maintenue à une température maximale acceptable, vers une source froide déportée. Cette dernière peut être n'importe quel système de refroidissement, comme une plaque froide ou un système de refroidissement à air, la plupart du temps un dissipateur à ailettes. Quelle que soit son efficacité, le caloduc n'apparaît alors que comme un maillon dans la chaîne de dissipation thermique. Or, lors de l'utilisation d'un dissipateur métallique à ailettes, la chaleur est transférée par conduction au sein des ailettes, ce qui entraîne l'apparition d'un gradient thermique qui réduit les performances thermiques de la chaîne globale. Afin de réduire ce gradient thermique et d'améliorer les performances du système associant une chambre de vapeur à un dissipateur, une configuration innovante a été imaginée : il s'agit d'une « chambre de vapeur à ailettes creuses ». Dans cette configuration, le dissipateur peut être considéré comme intégré à la chambre de vapeur, ses ailettes ayant une forme creuse. La chaleur n'est alors plus transférée par conduction dans les ailettes, mais par la condensation du fluide de travail à l'intérieur même des ailettes, ce qui améliore leur efficacité. Cette conception permet en outre un allègement du système de refroidissement, ce qui constitue un enjeu majeur pour toutes les applications embarquées.

Sur le plan scientifique, le dimensionnement et la compréhension du fonctionnement des chambres de vapeur à ailettes creuses soulèvent plusieurs problématiques encore peu abordées dans la littérature :

- Les phénomènes de condensation à reflux en milieux confinés sont peu étudiés. Dans les caloducs gravitaires de géométrie tubulaire, le coefficient d'échange au condenseur est généralement calculé d'après la théorie de Nusselt pour la condensation en film [1]. Cette théorie néglige les effets capillaires. Or, ceux-ci sont d'autant plus influents que le diamètre des tubes est réduit. En cas de confinement important, les forces capillaires peuvent être à l'origine de phénomènes de rétention de liquide au condenseur et altérer les performances thermiques.
- Des interactions complexes peuvent avoir lieu entre le condenseur et l'évaporateur, en particulier à la jonction entre les ailettes creuses et la zone d'évaporation. Ces interactions commencent tout juste à être étudiées au sein de caloducs gravitaires de géométrie tubulaire [2-4].

L'objectif principal de cette thèse est de contribuer à la compréhension des phénomènes hydrodynamiques siégeant au sein des chambres de vapeur à ailettes creuses, notamment grâce à des visualisations. En effet, les phénomènes n'ont jamais été observés dans ces systèmes à notre connaissance. Une attention toute particulière sera portée à la zone de condensation constituée d'ailettes creuses réalisées dans un matériau transparent.

Cette thèse a été financée par une bourse du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche attribuée par l'école doctorale MEGA. Elle s'inscrit également dans le cadre du projet CAPIT4L² portant sur le développement de chambres de vapeur à ailettes creuses en polymère. Ce projet, d'une durée de deux ans (janvier 2018 à décembre 2019), a été financé par l'Institut Carnot Ingénierie@Lyon. Il est issu d'une collaboration entre le CETHIL (Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon) et IPC (Centre Technique Industriel de la Plasturgie et des Composites). Son objectif est de concevoir, réaliser et caractériser une chambre de vapeur à ailettes creuses en polymère permettant de répondre au besoin de systèmes de refroidissement passifs, efficaces, légers et peu coûteux. Le projet repose sur une approche expérimentale couplant les compétences acquises par le CETHIL sur les systèmes diphasiques passifs à celles d'IPC sur la maîtrise de la chaîne complète du polymère, de sa formulation à sa mise en forme finale. Différents matériaux polymères et plusieurs procédés de fabrication additive ont été testés afin d'identifier les paramètres les plus pertinents pour la réalisation d'un condenseur à ailettes creuses. L'étude dédiée au phénomène de condensation en milieu confiné menée au CETHIL dans le cadre de cette thèse est nécessaire pour un dimensionnement optimal du système.

Ce mémoire est divisé en deux grandes parties : en amont de l'analyse phénoménologique présentée en partie II, qui constitue le cœur de la thèse, une chambre de vapeur à ailettes creuses est caractérisée à l'échelle système dans la partie I, par l'étude de ses performances thermiques, de l'influence du matériau des ailettes et de la présence de gaz incondensables.

La partie I comporte trois chapitres. L'état de l'art sur les chambres de vapeur à ailettes creuses fait l'objet du premier chapitre, qui développe également le concept de chambre de vapeur à ailettes creuses. Le chapitre II présente les performances thermiques d'une chambre de vapeur déterminées par voie expérimentale. Le dispositif et la procédure expérimentale y sont présentés, ainsi que la méthodologie de caractérisation des résistances thermiques permettant d'identifier le mode de transfert de chaleur limitant dans un tel système. Afin de visualiser les phénomènes présents dans les ailettes, un condenseur transparent en polymère a été réalisé. L'influence du matériau polymère sur les résistances thermiques est étudiée par la comparaison avec un condenseur en aluminium de géométrie similaire. De plus, l'effet de la présence de gaz incondensables est analysé expérimentalement puis, dans le chapitre III, par une modélisation numérique.

La partie II, dont la longueur est plus conséquente que celle de la partie I, est également divisée en trois chapitres, et chacun est introduit par une étude bibliographique dédiée.

Le chapitre IV porte sur l'influence du fluide et du diamètre des ailettes creuses sur les phénomènes hydrodynamiques. Les résultats issus d'essais expérimentaux réalisés avec trois fluides et trois condenseurs transparents à ailettes creuses de différents diamètres sont présentés. Plusieurs régimes de fonctionnement sont identifiés grâce à des visualisations couplées à des mesures de pression et de température. Lorsque le fluide utilisé est l'eau et que les tubes sont de petit diamètre, des bouchons de liquide stables se forment dans les ailettes et un blocage capillaire du condenseur est mis en évidence. Ce blocage dégrade significativement les performances du système. Différentes pistes sont explorées afin de déstabiliser les bouchons de liquide (chapitre V) et de favoriser le drainage du condensat vers l'évaporateur (chapitre VI).

Dans le chapitre V, l'influence de la géométrie interne des ailettes sur la stabilité des bouchons de liquide est étudiée en régime quasi-statique à l'aide de résultats issus de la littérature, d'un modèle numérique et d'essais expérimentaux. L'objectif est d'identifier la géométrie et, en particulier, la section transversale la plus pertinente afin de déstabiliser les éventuels bouchons de liquide au sein d'un condenseur à ailettes creuses.

Le drainage du condensat vers l'évaporateur peut également prévenir l'apparition de bouchons de liquide et réduire l'épaisseur de film à l'intérieur des ailettes creuses, ce qui améliore les transferts thermiques lors de la condensation. L'influence de la géométrie interne des ailettes sur le drainage du

² Caloduc à Ailettes en Polymère pour l'Industrie, le Transport et les Télécommunications couplant Transferts Thermiques avancés et Légèreté

condensat fait l'objet du chapitre VI. Elle est examinée à travers une revue de la littérature et par différents essais expérimentaux menés avec des ailettes de section transversale non-circulaire réalisées par fabrication additive. Des configurations d'ailettes présentant des interconnexions sont également testées.

Partie I

Analyse à l'échelle système

Chapitre I : État de l'art sur les chambres de vapeur à ailettes creuses

Ce chapitre introduit le principe de fonctionnement général d'un caloduc et décrit les spécificités des chambres de vapeur, qui correspondent à une famille de caloducs. Le rôle d'une chambre de vapeur est de diffuser la puissance thermique dissipée par une source chaude sur une surface plus large que celle de cette source, afin d'uniformiser sa température ou de réduire les phénomènes de points chauds. Le présent mémoire porte plus spécifiquement sur les chambres de vapeur à ailettes creuses. Conçues pour les dispositifs refroidis par air, ces géométries améliorent les transferts thermiques par une intégration plus poussée de la chambre avec son dissipateur à ailettes, qui évacue la puissance vers la source froide. Après une description du concept de chambre de vapeur à ailettes creuses, un état de l'art portant sur ces systèmes est présenté.

I.1. Concept d'une chambre de vapeur à ailettes creuses

I.1.1 Principe et limites de fonctionnement d'un caloduc

Un caloduc est un système thermique passif capable de transporter une quantité de chaleur bien supérieure à celle transportée par un conducteur métallique solide et homogène de même volume et sous un même écart de température. Il est constitué d'une enceinte étanche qui contient un liquide en équilibre avec sa vapeur, en l'absence d'air ou de tout autre gaz [5]. Le caloduc a pour fonction de transporter de la chaleur depuis une source chaude vers une source froide. La source chaude, par exemple un composant électronique à refroidir, est en contact avec l'évaporateur du caloduc, tandis que la source froide est en contact avec le condenseur. Sous l'effet du flux de chaleur fourni par la source chaude, le liquide s'évapore, puis la vapeur formée vient se condenser au niveau de la source froide. L'espace intermédiaire entre l'évaporateur et le condenseur, dans lequel les échanges thermiques avec l'extérieur sont négligeables, est appelé zone adiabatique. Dans cette zone, la vapeur se déplace grâce à la différence de pression entre l'évaporateur et le condenseur. Le condensat, quant à lui, retourne vers l'évaporateur sous l'effet de forces internes au système. Il s'agit le plus souvent des forces de gravité : on parle alors de thermosiphon diphasique. Dans ce type de caloduc, le condenseur doit être placé au-dessus de l'évaporateur (figure I-1). Dans le cas de caloducs capillaires conventionnels (figure I-2), le retour du

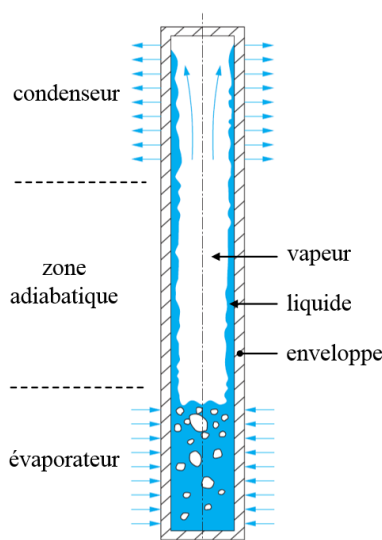


Figure I-1 : Schéma de principe d'un thermosiphon diphasique d'après [5]

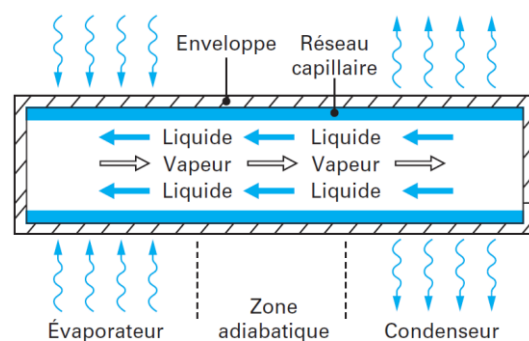


Figure I-2 : Schéma de principe d'un caloduc capillaire [5]

condensat est assuré par les forces de capillarité développées dans un milieu poreux qui tapisse la paroi intérieure du caloduc [5]. Ces deux familles de caloducs sont déjà utilisées dans de nombreuses applications. On trouve d'autres types de caloducs dont les applications actuelles sont plus limitées ou encore en phase de « recherche et développement » (R&D) comme les micro-caloducs, les boucles diphasiques et les caloducs oscillants.

Différents phénomènes peuvent entraîner une limitation du flux de chaleur transférable par un caloduc. Les limites de fonctionnement les plus fréquemment rencontrées sont [1,5] :

- La *limite d'entraînement*, qui résulte de l'interaction entre les écoulements à contre-courant des phases liquide et vapeur. Lorsque les vitesses relatives augmentent, le cisaillement à l'interface liquide-vapeur tend à limiter les débits, donc la puissance transférable. Parfois, la vitesse de la vapeur est telle qu'elle entraîne des gouttelettes de liquide et empêche le condensat de retourner à l'évaporateur. Il se produit alors un assèchement de ce dernier.
- La *limite capillaire* est la plus rencontrée lors de l'utilisation de caloducs capillaires. Lorsque les pertes de charge (dynamiques et statiques) dans les écoulements liquide et vapeur dépassent la pression motrice capillaire, il y a assèchement de l'évaporateur. Cette limite de fonctionnement ne concerne évidemment pas les thermosiphons, pour lesquelles les forces de gravité sont motrices.
- La *limite d'ébullition* est atteinte dans les caloducs capillaires dès que la surchauffe à l'évaporateur est suffisante pour entraîner l'ébullition nucléée. En effet, l'explosion des bulles à l'interface liquide-vapeur peut conduire à la rupture du moteur capillaire. Pour les thermosiphons, en revanche, l'ébullition fait partie du processus de transfert de chaleur. La limite d'ébullition y est donc définie de manière beaucoup moins stricte que dans les caloducs capillaires. Elle apparaît lorsque la densité de flux thermique radial à l'évaporateur est trop élevée, provoquant la transition depuis l'ébullition nucléée vers une ébullition en film. Les bulles de vapeur formées à l'évaporateur coalescent et empêchent le liquide de remouiller la paroi, dont la température augmente rapidement.
- La *limite d'assèchement* n'apparaît que si la quantité de fluide dans le caloduc est insuffisante. En effet, une quantité minimale de fluide est nécessaire afin d'assurer une circulation continue de la vapeur et du liquide. Cette quantité dépend de la puissance transférée. Un remplissage insuffisant entraîne un assèchement local ou global de l'évaporateur.

Deux autres limites de fonctionnement sont citées dans la littérature, mais rarement rencontrées en pratique : la *limite visqueuse* et la *limite sonique*, qui sont à considérer dans le cas des fluides ayant une pression de saturation très faible comme les métaux liquides. Ces différentes limites sont décrites plus en détail dans les références [1,5-6] et associées à des corrélations permettant de prédire leur apparition.

1.1.2 Description d'un type particulier de caloduc : la « chambre de vapeur »

Le présent mémoire porte sur une géométrie particulière de thermosiphon diphasique appelée « chambre de vapeur », largement utilisée pour le refroidissement de l'électronique. Les chambres de vapeur sont des caloducs plats de faible épaisseur (de l'ordre de 1 à 10 mm). La source de chaleur est positionnée sous la face inférieure, qui constitue l'évaporateur. La vapeur formée au contact de la source chaude s'élève et se propage dans toute l'enceinte, puis se condense sur la face supérieure. Le condensat retourne ensuite vers l'évaporateur par gravité. La face supérieure peut être refroidie directement par une circulation d'eau. Dans le cas plus fréquent d'un refroidissement par air, la chambre de vapeur est surmontée par un dissipateur à ailettes métalliques, lui-même refroidi par convection naturelle ou forcée (figure I-3). Un exemple de chambre de vapeur et de dissipateur à ailettes disponibles dans le commerce est présenté sur la figure I-4. L'association de ces deux éléments est désignée dans la littérature sous le nom de *fin heat sink vapor chamber* (FHS-VC) [7-8].

L'une des principales limitations des chambres de vapeur est la nécessité d'une orientation favorable pour le retour du condensat par gravité [9]. Pour remédier à cet inconvénient et permettre un fonctionnement en position non-horizontale, une structure capillaire peut être ajoutée, soit au niveau de la face inférieure uniquement, afin de prévenir l'assèchement de l'évaporateur, soit sur toutes les parois.

Le retour du condensat vers l'évaporateur est alors assuré par drainage capillaire, assisté ou non par les forces gravitaires. La présence d'une structure capillaire permet également d'améliorer les transferts thermiques en évaporation et en condensation [10].

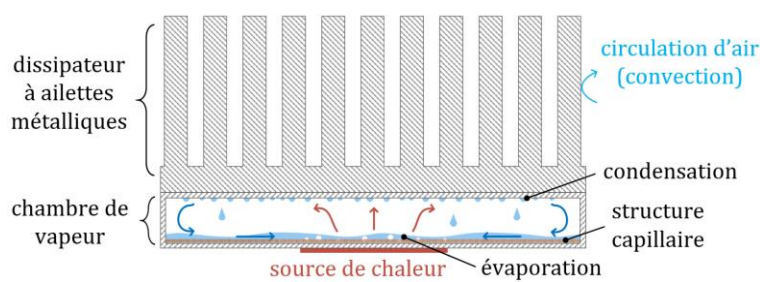


Figure I-3 : Configuration conventionnelle pour l'utilisation d'une chambre de vapeur avec refroidissement par air

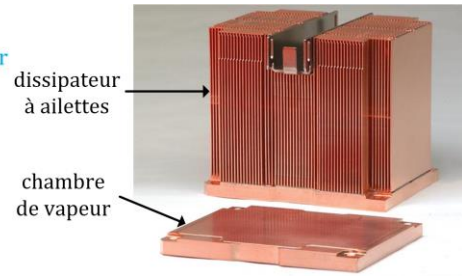


Figure I-4 : Exemple de chambre de vapeur et son dissipateur associé disponibles dans le commerce [11]

Bien qu'ils fonctionnent selon le même principe, les caloducs et les chambres de vapeur sont parfois dissociés. Les différences suivantes entre les deux systèmes sont alors citées [12-13] :

- la distance parcourue par la vapeur est bien plus grande dans un caloduc que dans une chambre de vapeur, qui ne présente pas de zone adiabatique ;
- les caloducs peuvent transférer la chaleur sur de grandes distances mais le font généralement dans une seule direction, tandis que les chambres de vapeur permettent une diffusion de la chaleur dans plusieurs directions, homogénéisant la température sur leur surface et évitant les points chauds. Il est même possible de positionner plusieurs sources de chaleur à l'arrière d'une chambre de vapeur, comme montré sur la figure I-5.

Finalement, les spécificités des chambres de vapeur sont principalement liées à leurs dimensions.

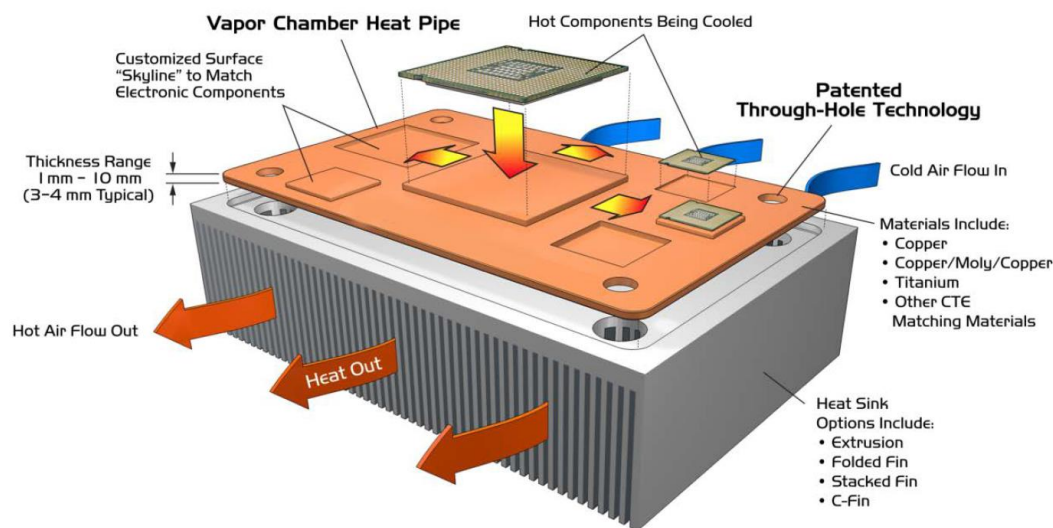


Figure I-5 : Placement de plusieurs sources chaudes au dos d'une chambre de vapeur [11]

I.1.3 Spécificités et intérêt des chambres de vapeur à ailettes creuses

La configuration étudiée dans le cadre de cette thèse est présentée sur la figure I-6. Elle est constituée d'une chambre de vapeur plane, solidaire d'un ensemble de tubes cylindriques verticaux. Nous avons appelé ce type particulier de caloduc « chambre de vapeur à ailettes creuses ». Cette dénomination n'est pas générale. En effet, il est possible de considérer qu'il s'agit d'une forme particulière de chambre de vapeur, comportant un condenseur multitubulaire surmontant l'évaporateur. Il est également possible de considérer que le dissipateur thermique à ailettes des figures I-3 et I-4 est intégré à la chambre de vapeur, ces ailettes ayant une forme creuse. Cette configuration a été imaginée afin de réduire la résistance thermique liée au dissipateur à ailettes habituellement utilisé. Comme dans le cas précédent, l'évaporation a lieu au niveau de la face inférieure. En revanche, la condensation se produit principalement à l'intérieur des ailettes, mais aussi sur la paroi supérieure de la chambre de

vapeur qui supporte les ailettes. Le positionnement du condenseur au-dessus de l'évaporateur permet le retour du condensat par gravité : il s'agit donc d'un fonctionnement de type « thermosiphon diphasique ». Cette géométrie est relativement innovante et présente plusieurs avantages par rapport à la configuration traditionnelle [7,9] :

- une meilleure efficacité des ailettes, quasiment isothermes grâce à la condensation,
- une suppression de la résistance thermique de contact entre la chambre de vapeur et le dissipateur,
- une réduction potentielle de la taille et de la masse du système de refroidissement.

Quelques fabricants, dont Boyd Corporation, Celsia Technologies et Cooler Master, proposent des systèmes ressemblant fortement à celui décrit ci-dessus. Ces caloducs sont vendus sous le nom de « 3D vapor chambers » [14-16]. L'un d'eux est présenté sur la figure I-7. Dans ces systèmes, les ailettes creuses sont elles-mêmes solidaires d'ailettes transversales pleines, qui constituent un dissipateur classique. Les ailettes creuses sont ici considérées comme une partie intégrante de la chambre de vapeur, au sein de laquelle l'écoulement de la vapeur est tridimensionnel. Ce dispositif ne permet pas de supprimer la résistance de contact avec le dissipateur, mais il est de nature à améliorer l'efficacité de la surface ailetée. D'après la description des fabricants, une structure capillaire est présente dans les ailettes creuses, ce qui distingue les systèmes existants de celui étudié dans ce mémoire. En effet, la présence d'une structure capillaire au sein des ailettes complexifie la fabrication et a une influence sur les phénomènes siégeant dans le condenseur et sur les performances thermiques, comme nous le verrons par la suite.

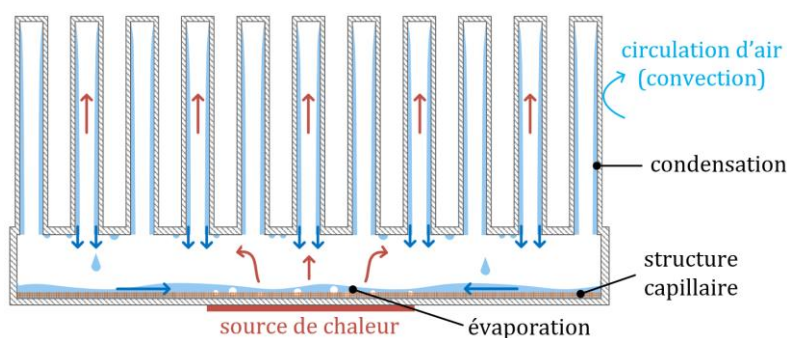


Figure I-6 : Schéma de principe d'une chambre de vapeur à ailettes creuses

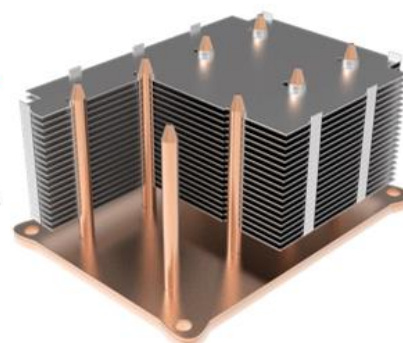


Figure I-7 : Exemple de « 3D vapor chamber » disponible dans le commerce [15]

I.2. Chambres de vapeur à ailettes creuses étudiées dans la littérature

Le nombre de publications portant sur les chambres de vapeur à ailettes creuses est limité. Quelques-unes sont citées dans l'étude bibliographique récente de Xie *et al.* (2021) [8], dans laquelle les chambres de vapeur à ailettes creuses sont appelés *integrated hollow FHS-VC*. Les systèmes dont les ailettes comportent une structure capillaire sont distingués de ceux purement gravitaires, de type « thermosiphon diphasique ».

I.2.1 Condenseurs purement gravitaires

Les chambres de vapeur à ailettes creuses apparaissent pour la première fois en 2007, lorsque Michels *et al.* [17] présentent un modèle basé sur la méthode nodale afin d'en prédire les performances thermiques. Le modèle associe cinq résistances thermiques placées en série : la résistance conductive à travers la paroi de l'évaporateur, les résistances d'ébullition et de condensation, la résistance conductive à travers la paroi des ailettes creuses et, enfin, la résistance de convection externe. Les coefficients d'échange internes à l'évaporateur et au condenseur sont calculés à l'aide de corrélations, de même que

le coefficient d'échange convectif à l'extérieur des ailettes. À l'évaporateur, les corrélations de Forster et Zuber (1955) [18], Kutateladze (1959) [19] et Stephan et Abdelsalame (1980) [20] sont comparées, tandis que celle de Kaminaga (1997) [21] permet l'obtention du coefficient d'échange de condensation. Pour la convection, le coefficient proposé par Wirtz (1997) [22] est utilisé. Les 77 ailettes modélisées ont un diamètre intérieur d'environ 4 mm et sont refroidies par air. Les auteurs montrent que la résistance thermique liée au refroidissement par convection forcée est largement prépondérante, sauf à basse puissance (moins de 75 W) car la résistance à l'évaporateur augmente quand la puissance diminue. Le fluide caloporteur considéré n'est malheureusement pas précisé. Michels *et al.* [9] ont ensuite mené une étude expérimentale. Pour cela, un condenseur à ailettes creuses en cuivre a été réalisé et assemblé à la partie basse du système constituant l'évaporateur et comportant une structure capillaire (figure I-8). Cette structure sert principalement à améliorer les transferts à l'évaporateur. En effet, le condensat formé dans les ailettes retourne à l'évaporateur sous l'effet de la gravité. Les ailettes sont toujours au nombre de 77. Elles mesurent 63 mm de haut et ont un diamètre intérieur de 9 mm. L'épaisseur de la chambre de vapeur formée est également de 9 mm. Les ailettes sont refroidies à l'aide d'un ventilateur d'une puissance de 2,9 W placé en surplomb. La vitesse d'air n'est pas précisée mais, d'après les résultats expérimentaux, le coefficient d'échange convectif moyen est de l'ordre de 50 W/m².K. Michels *et al.* ont étudié l'influence de la puissance, comprise entre 25 et 250 W, et du remplissage sur les performances thermiques pour la chambre de vapeur chargée en eau. Le remplissage optimal s'élève à 25 % du volume de la chambre de vapeur : la résistance minimale mesurée est alors de 0,12 K/W à 150 W, puissance au-delà de laquelle les performances se dégradent pour cause d'assèchement de l'évaporateur. Cette valeur de résistance exclut les transferts par convection. Elle est calculée telle que :

$$R_{th} = \frac{T_{sc} - T_{p,ext}}{\dot{Q}} \quad (I-1)$$

où T_{sc} et $T_{p,ext}$ sont les températures moyennes au niveau de la source de chaleur et de la paroi extérieure des ailettes, respectivement. Les auteurs expliquent que, d'après la modélisation, la résistance de condensation est négligeable car celle de l'évaporateur représente 97 % de R_{th} , mais cela n'a pas été vérifié expérimentalement car la température de saturation dans l'enceinte n'est pas mesurée.

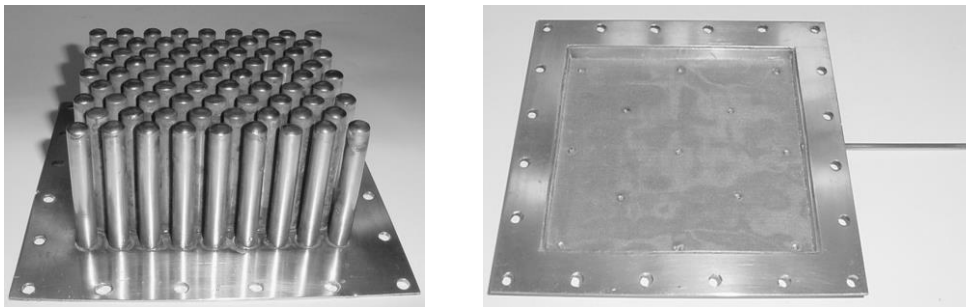


Figure I-8 : Pièces de la chambre de vapeur à ailettes creuses réalisée par Michels *et al.* [9]
(gauche) enveloppe du condenseur, (droite) plaque de l'évaporateur avec structure capillaire et tube de remplissage

La performance d'un dissipateur plein en cuivre de même géométrie externe est comparée à celle de la chambre de vapeur à ailettes creuses, qui se révèle moins performante à cause d'une résistance à l'évaporateur trop importante. Il est possible que la toile maillée en cuivre utilisée comme structure capillaire bloque les bulles de vapeur. D'après la littérature, les toiles maillées ne sont pas les structures les plus adaptées aux chambres de vapeur : une couche de poudre de cuivre frittée serait plus indiquée, mais un tel dépôt n'a pas pu être réalisé par Michels *et al.* [9]. Bien que plus performant que la chambre de vapeur, le dissipateur plein est aussi quatre fois plus lourd. Si la comparaison est réalisée à masse et volume constants en réduisant le diamètre des ailettes et l'épaisseur de la base, la résistance thermique de la chambre de vapeur à ailettes creuses calculée par l'équation (I-1) reste 20 % plus élevée. En revanche, si la résistance convective est incluse, la chambre de vapeur permet un gain de 20 % sur la performance globale grâce à une augmentation de la surface d'échange. Les transferts par convection sont en effet limitants, en cohérence avec l'analyse théorique de [17]. La résistance totale minimale,

quant à elle, est mesurée à 0,26 K/W. D'après Michels *et al.* [9], des études complémentaires sur l'ébullition au sein de telles géométries confinées sont requises afin d'optimiser les performances.

L'étude expérimentale de Tsai *et al.* [23] répond en partie à cette nécessité. En effet, plusieurs structurations de surface (rainures triangulaires ou rectangulaires, ajout d'une poudre métallique frittée) ont été réalisées au niveau de l'évaporateur d'une chambre de vapeur à ailettes creuses, et leur impact est comparé pour différentes conditions expérimentales lorsque le prototype est chargé en eau. Le schéma de principe du système est présenté sur la figure I-9. La chambre de vapeur en cuivre, d'épaisseur 9 mm, comporte deux ailettes creuses de hauteur 140 mm et de diamètre extérieur 6,4 mm. L'épaisseur de la paroi des tubes est de 0,7 mm. Des ailettes planes en aluminium ont été ajoutées afin d'augmenter la surface d'échange convective, comme montré sur la figure I-9. La vitesse de l'air de refroidissement est de l'ordre de 3,5 m/s. Le retour du condensat vers l'évaporateur se faisant par gravité, le système est désigné par les auteurs sous le nom de *two-phase closed thermosyphon vapor-chamber* (TPCT-VC). Lors des essais, la puissance transférée varie entre 60 et 140 W. La pression et la température de saturation sont, cette fois, mesurées, ce qui permet de découpler les résistances thermiques à l'évaporateur et au condenseur. Ces deux résistances diminuent lorsque la puissance augmente. Cela s'explique par l'activation et l'intensification de l'ébullition du côté de l'évaporateur. Concernant le condenseur, les auteurs émettent l'hypothèse d'un accroissement de la turbulence dans le film liquide lorsque la puissance et la vitesse de la vapeur augmentent.

L'influence du taux de remplissage à l'évaporateur sur la résistance thermique de condensation est présentée sur la figure I-10. La valeur de R_{cond} augmente significativement avec le taux de remplissage de l'évaporateur, en particulier pour de faibles puissances. Les auteurs expliquent ce phénomène par une augmentation de la pression de saturation liée à une ébullition de plus en plus confinée quand le remplissage augmente. Cette forte pression entraînerait un accroissement de l'épaisseur de film lié à l'évolution des propriétés thermophysiques avec la pression. De manière surprenante, la résistance de condensation semble également influencée par la structuration choisie à l'évaporateur. Cela n'a pas été relevé par les auteurs mais suggère l'existence de phénomènes hydrodynamiques siégeant dans l'évaporateur et impactant la condensation dans les ailettes creuses. Ces phénomènes seront abordés en détail dans le chapitre IV.

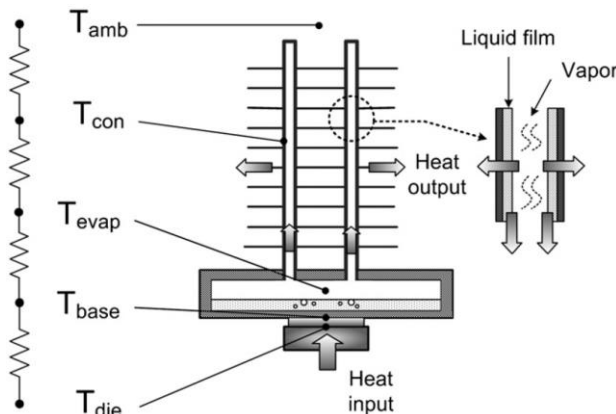


Figure I-9 : Schéma de principe de la chambre de vapeur étudiée par Tsai *et al.* [23] et schéma électrique équivalent associé

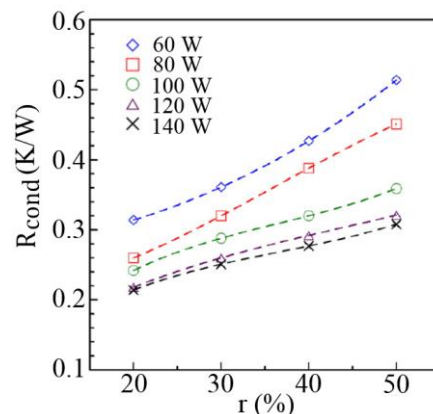


Figure I-10 : Résistance thermique de condensation en fonction du taux de remplissage et de la puissance [23]

Finalement, la meilleure performance globale a été obtenue à 140 W pour un taux de remplissage de 20 %. La résistance thermique totale s'élève alors à 0,50 K/W. Le phénomène limitant les transferts est la condensation. En effet, R_{cond} correspond à environ 42 % de la résistance totale. La part de la résistance à l'interface entre la source chaude et l'évaporateur est de 16 %, tandis que la résistance de l'évaporateur lui-même représente 20 % de la résistance totale. Enfin, la part de la résistance convective, prépondérante dans l'étude de Michels *et al.* [9], s'élève ici à seulement 22 %. Pourtant, la valeur de la résistance convective est comparable dans les deux études. Cela suggère une différence importante dans les résistances thermiques liées au changement de phase, notamment sur R_{cond} . Pour une puissance totale comparable et le même fluide caloporteur (eau), la surface de condensation à l'intérieur des ailettes

est significativement réduite dans le cas présent (divisée par 30 par rapport au condenseur de Michels *et al.* [9]) ce qui, en cas de condensation en film, augmente l'épaisseur du film dans les ailettes. Il est toutefois peu probable que la condensation soit limitante pour cette raison. Une hypothèse plus vraisemblable serait la formation et l'accumulation de bouchons de liquide stables dans les ailettes creuses, bloquant la condensation. En effet, le diamètre intérieur des ailettes s'élève à 5 mm dans l'étude de Tsai *et al.* [23], contre 9 mm pour celle de Michels *et al.* [9], ce qui favorise la rétention de liquide au condenseur.

En 2017, Ong *et al.* [7] ont fabriqué trois chambres de vapeur à ailettes creuses de géométrie différente (figure I-11). La première comporte une seule ailette de diamètre intérieur 17 mm. Les deux autres possèdent sept ailettes de diamètre intérieur 8 mm et de hauteur 40 ou 25 mm. Les parois, d'épaisseur 1 mm, sont en cuivre. Les ailettes sont refroidies par convection naturelle ou forcée de l'air ambiant. L'eau est de nouveau utilisée comme fluide caloporteur, avec un taux de remplissage de 50 ou 100 %, vraisemblablement par rapport au volume de l'évaporateur. Sans surprise, les performances obtenues sont meilleures en convection forcée qu'en convection naturelle. En outre, seules deux puissances ont été testées (10 et 40 W), mais les performances sont globalement améliorées à haute puissance. Le remplissage optimal dépend de la puissance et de la géométrie de la chambre de vapeur. L'analyse menée par Ong *et al.* [7] est peu approfondie, mais certains résultats suggèrent un assèchement de l'évaporateur lié à une accumulation de liquide dans les ailettes. En effet, à basse puissance, la comparaison des deux prototypes à ailettes multiples montre que les performances augmentent avec la hauteur des ailettes, ce qui s'explique par une augmentation de la surface de condensation. Ce n'est plus le cas à haute puissance, potentiellement à cause d'une accumulation de condensat plus importante dans les ailettes les plus hautes conduisant à l'assèchement de l'évaporateur. Notons qu'aucune structure capillaire n'est présente, ni à l'évaporateur, ni au sein des ailettes creuses.

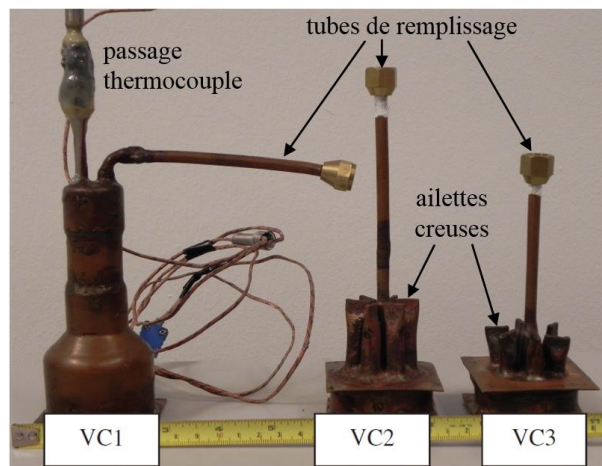


Figure I-11 : Chambres de vapeur à ailettes creuses étudiées par Ong *et al.* [7]

Quelques travaux expérimentaux portent sur des chambres de vapeur à ailettes creuses refroidies par une circulation d'eau [24-26]. Wits et Jafari (2018) [24] ont réalisé la chambre de vapeur en aluminium présentée sur la figure I-12 par fabrication additive. Celle-ci comporte une seule ailette de hauteur 55 mm et de diamètre intérieur 6 mm, ainsi qu'une structure capillaire constituée d'un réseau de rainures perpendiculaires sur la surface interne de l'évaporateur, espacées de microstructures cubiques de 0,4 mm de côté. Cette chambre de vapeur à ailette a finalement une conception très proche de celle d'un caloduc classique, si ce n'est que l'évaporateur, de forme non tubulaire, est chauffé sur sa partie inférieure. Cet exemple montre l'ambiguïté de la notion d'ailette creuse intégrée au caloduc, qui constitue, dans certaines conceptions, l'unique condenseur du caloduc. Les essais sont menés avec la chambre de vapeur chargée en acétone, en faisant varier le taux de remplissage et la puissance. Les meilleures performances sont obtenues pour une densité de flux de 35 W/cm² (soit environ 70 W) et un taux de remplissage de 30 % du volume total. La résistance thermique de la chambre de vapeur, calculée selon l'équation (I-1), est alors égale à 0,26 K/W. Comme la température de saturation est mesurée dans

la zone adiabatique, il est possible de dissocier les résistances à l'évaporateur et au condenseur, qui s'élèvent respectivement à 0,086 et 0,17 K/W.

En 2020, Zhao *et al.* [25-26] se sont intéressés à l'influence de différentes microstructures usinées sur la surface de l'évaporateur d'une chambre de vapeur à ailettes creuses en cuivre (figure I-13). Les microstructures sont des prismes droits à base carrée : leur largeur et leur hauteur sont comprises entre 0,2 et 0,8 mm. Le système comporte neuf ailettes de diamètre intérieur 8 mm et de hauteur 80 mm refroidies par une circulation d'eau. Sa géométrie correspond à celle étudiée dans ce mémoire de thèse mais, comme les publications de Zhao *et al.* [25-26] portent spécifiquement sur les performances à l'évaporateur, aucun résultat concernant le condenseur n'y est présenté. Les auteurs ont étudié l'influence de la hauteur et de la largeur des microstructures sur la température et la surchauffe à l'évaporateur en régime transitoire [25] et permanent [26]. Ces deux dimensions ont une influence couplée, qui dépend également de la puissance transférée.

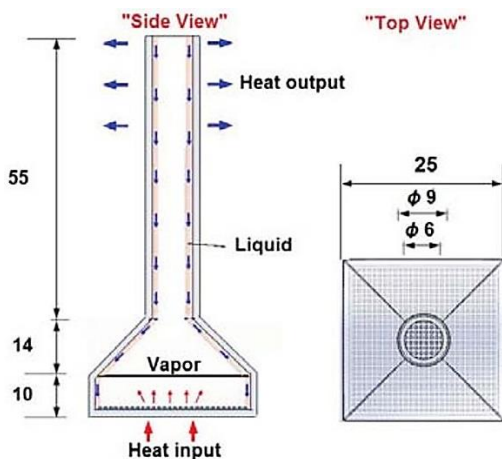


Figure I-12 : Chambre de vapeur à ailette creuse étudiée par Wits et Jafari [24]

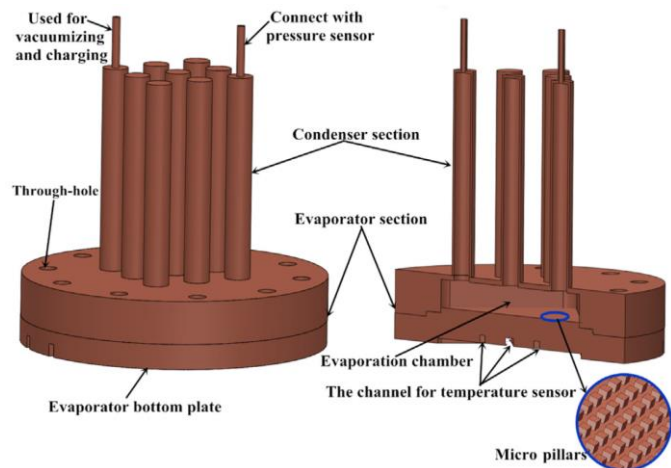


Figure I-13 : Chambre de vapeur à ailettes creuses étudiée par Zhao *et al.* [26]

Srimuang et Limkaisang (2016) [27] ont imaginé une chambre de vapeur avec douze ailettes interconnectées en forme de U (figure I-14), nommée *loop vapor chamber* (LVC). Les ailettes sont en cuivre et ont un diamètre extérieur de 5 mm. Elles sont refroidies à l'aide d'un ventilateur placé en surplomb, comme le montre la figure I-14. La vitesse d'air varie entre 1 et 2 m/s. Le prototype est rempli à 50 % de son volume interne avec de l'eau distillée. Il n'est pas précisé s'il s'agit du volume de l'évaporateur ou du volume total. La chambre de vapeur est chauffée par une résistance électrique réglée en puissance de sorte à fixer la température à l'interface entre la source chaude et l'évaporateur.

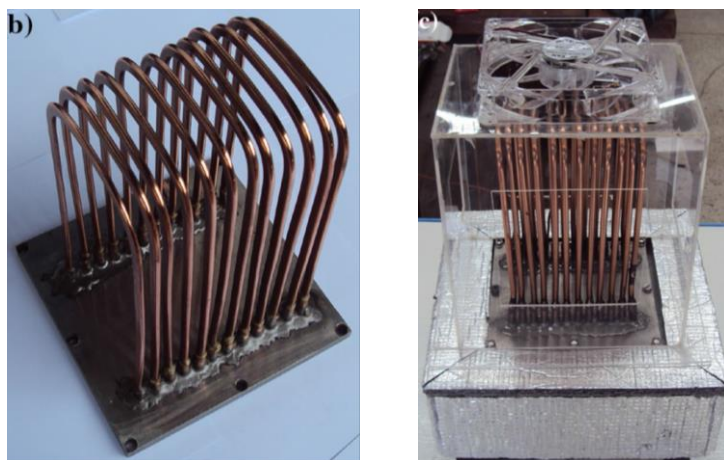


Figure I-14 : Chambre de vapeur à ailettes creuses interconnectées étudiée par Srimuang et Limkaisang [27]

Lorsque cette température est comprise entre 80 et 100 °C, le flux de chaleur transféré augmente en moyenne de 300 % par comparaison avec une chambre de vapeur identique sans ailettes. Cela est vraisemblablement lié à l'augmentation de la surface d'échange au condenseur permise par les ailettes.

La résistance totale du système est réduite d'environ 75 % grâce aux plus fortes puissances transférées par rapport au cas sans ailettes.

Jengsooksawat *et al.* [28] ont étudié un système comparable au précédent et comportant une chambre de vapeur associée à huit ailettes creuses en cuivre de diamètre intérieur 9,5 mm (figure I-15). Trois fluides de travail ont été testés : l'eau, le R-11 et l'éthanol. Les meilleures performances sont obtenues en utilisant du R-11 et les plus médiocres avec l'eau. Les auteurs remarquent que la température est relativement homogène entre les ailettes grâce à la présence de la chambre de vapeur.

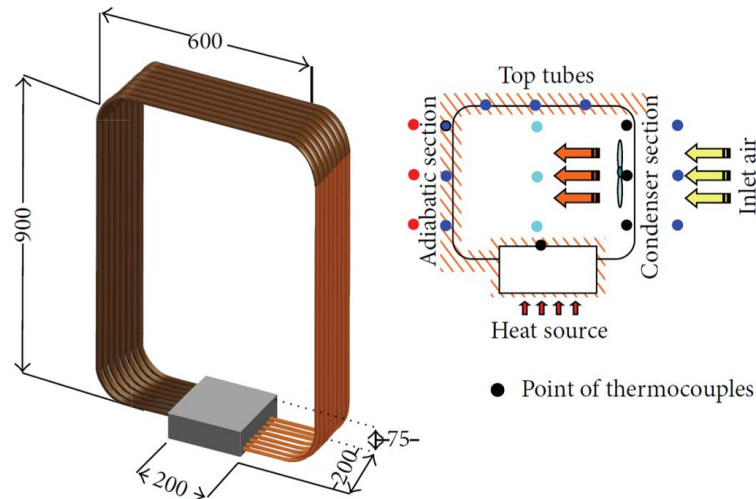


Figure I-15 : Chambre de vapeur à ailettes creuses interconnectées étudiée par Jengsooksawat *et al.* [28] (dimensions en mm)

Les systèmes étudiés par Srimuang et Limkaisang [27] et Jengsooksawat *et al.* [28] peuvent être rapprochés de certaines boucles diphasiques à évaporateur plat et condenseurs multiples, telle que celle présentée sur la figure I-16 [29]. Cependant, dans ce type de caloducs, il n'y a pas d'interactions entre les écoulements liquide et vapeur car ils n'ont jamais l'occasion de se croiser, même au niveau de l'évaporateur (figure I-17). Ils diffèrent donc d'une chambre de vapeur à ailettes creuses interconnectées.

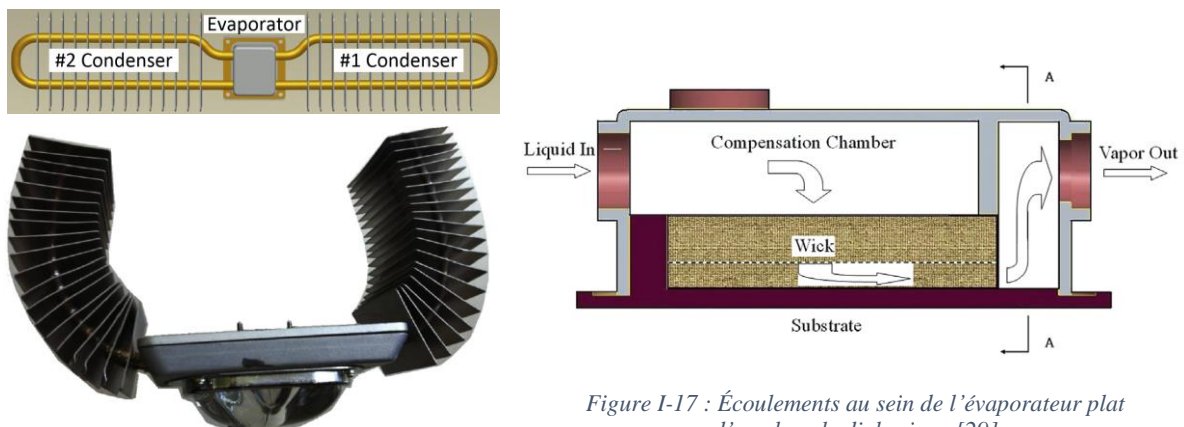


Figure I-16 : Boucle diphasique étudiée par Li *et al.* [29]

Figure I-17 : Écoulements au sein de l'évaporateur plat d'une boucle diphasique [29]

I.2.2 Condenseurs avec structure capillaire

Une structure capillaire peut être insérée dans les ailettes creuses afin de faciliter le retour du condensat vers l'évaporateur lorsque des bouchons de liquide se forment dans les ailettes ou en cas de fonctionnement en position verticale défavorable (condenseur en bas). Cela a été fait par Ji *et al.* [30-31] et Wang *et al.* [32]. Dans le premier cas, il s'agit de barreaux poreux en cuivre (figure I-18) tandis que, dans le second, la paroi interne des ailettes est recouverte d'une poudre de cuivre frittée. Les deux ailettes du prototype de Wang *et al.* (2019) [32] ont un diamètre intérieur de 5,4 mm et une hauteur de 100 mm.

Elles sont refroidies par une circulation d'eau. La meilleure performance du système est obtenue à 130 W en position verticale favorable et avec un taux de saturation de la structure capillaire de 60 % en eau déminéralisée. La résistance thermique de la chambre de vapeur à ailettes creuses s'élève alors à 0,14 K/W. Les résistances thermiques obtenues par Ji *et al.* (2017) [31] sont présentées sur la figure I-19. La chambre de vapeur considérée, présentée sur la figure I-18, comporte 69 ailettes de hauteur 40 mm. Les ailettes, de section transversale carrée, étaient initialement pleines. Chacune d'entre elles a été percée avec un foret de 4 mm de diamètre afin de permettre à la vapeur de s'y introduire. Les barreaux poreux présents dans les ailettes ont une section carrée et mesurent 1,5 mm de côté. Le fluide de travail est l'acétone, qui circule à la fois dans les ailettes et dans la chambre de vapeur d'épaisseur 6 mm.

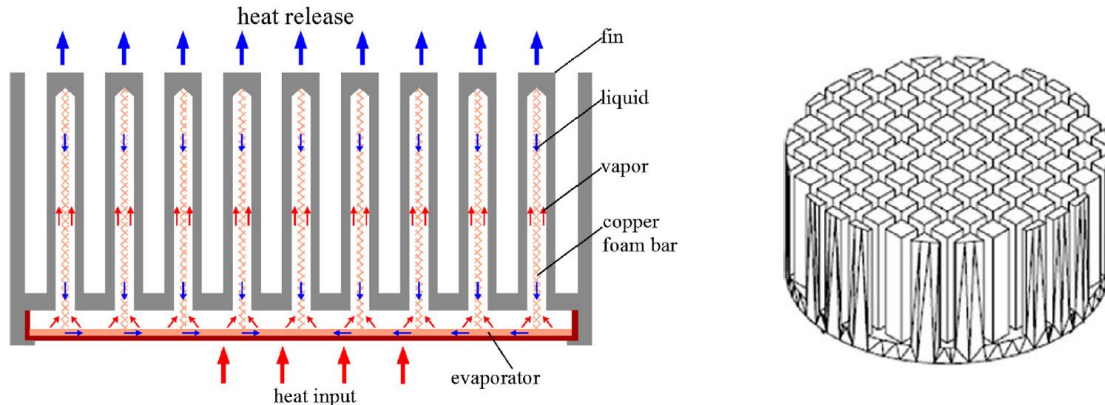
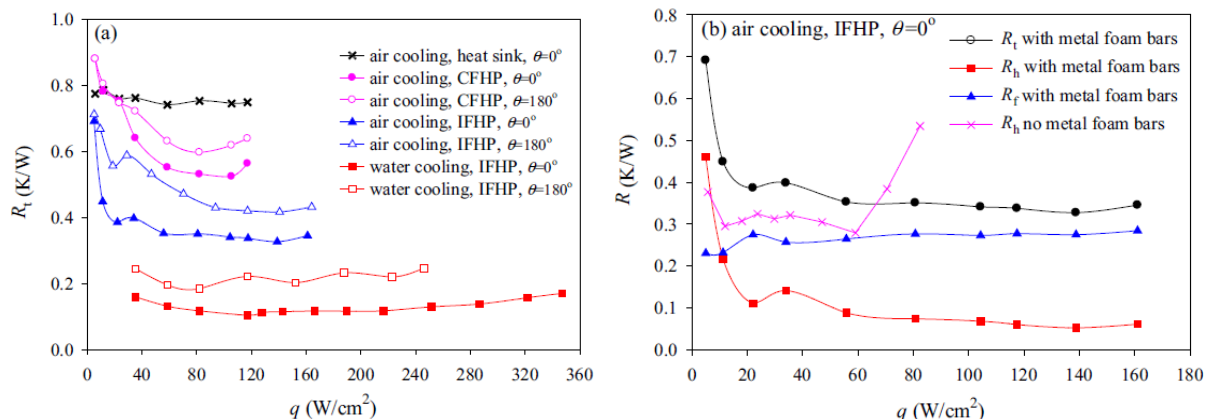


Figure I-18 : Chambre de vapeur à ailettes creuses étudiée par Ji *et al.* [31]
(gauche) schéma de principe, (droite) géométrie externe des ailettes

La figure I-19a montre que, grâce à la structure capillaire, la chambre de vapeur à ailettes creuses fonctionne en orientation verticale défavorable par rapport au champ de gravité ($\theta = 180^\circ$), même si ses performances sont dégradées. Il en est de même dans l'étude de Wang *et al.* [32]. En outre, le refroidissement des ailettes par une circulation d'eau est plus efficace qu'un refroidissement par air. Dans le premier cas, le flux maximal s'élève à 350 W/cm² (soit 275 W) et la résistance totale minimale à 0,12 K/W. Dans le second cas, le flux maximal est de 160 W/cm² (125 W) et la résistance minimale mesurée est égale à 0,33 K/W. La figure I-19a permet également de comparer la chambre de vapeur à ailettes intégrées (*integrated flat heat pipe, IFHP*) à la configuration conventionnelle couplant une chambre de vapeur et un dissipateur à ailettes pleines (*CFHP*) pour une géométrie identique. Les résultats confirment l'intérêt des ailettes creuses. La performance la plus médiocre est obtenue lorsqu'un dissipateur plein est utilisé sans chambre de vapeur. Il s'agit de la configuration nommée *heat sink*.



a) Influence de l'inclinaison et du refroidissement sur la résistance totale de la chambre de vapeur à ailettes creuses (IFHP) et comparaison avec la configuration conventionnelle (CFHP)

b) Influence de la structure capillaire sur la résistance de la chambre de vapeur à ailettes creuses R_h

Figure I-19 : Résultats expérimentaux obtenus par Ji *et al.* [31]

La figure I-19b, quant à elle, illustre l'influence de la structure capillaire présente dans les ailettes sur la résistance R_h de la chambre de vapeur à ailettes creuses en position verticale favorable. Cette résistance exclut la résistance convective liée au refroidissement par air (cf. équation (I-1)). La comparaison des courbes rouge et rose montre que les performances sont meilleures en présence des barreaux poreux. Quand la densité de flux dissipée atteint 60 W/cm^2 , la résistance R_h augmente brusquement en leur absence, traduisant une limite d'assèchement. Ji *et al.* [31] expliquent que, malgré l'assistance de la gravité, des ailettes creuses de petit diamètre et fermées à leur extrémité telles que celles réalisées ne peuvent pas se vider si elles sont remplies par un liquide mouillant, à cause de l'effet de la tension de surface et de la pression à l'évaporateur. Dans les conditions considérées, la présence d'une structure capillaire dans les ailettes permet donc vraisemblablement d'éviter une accumulation de condensat en leur sein aboutissant à un assèchement de l'évaporateur.

Dans les années 1990, l'équipe d'Avedisian *et al.* [33-34] a imaginé des caloducs à ailettes creuses sur le même principe que les précédents afin d'optimiser le refroidissement des composants électroniques, mais leur base est constituée d'un bloc de cuivre percé de différentes cavités pour y faire circuler le fluide caloporteur (figure I-20). Il ne s'agit donc pas d'une chambre de vapeur à proprement parler. La paroi interne est entièrement recouverte de poudre de cuivre frittée en guise de structure capillaire. Le caloduc présenté sur la figure I-20 est chargé avec environ 8 g d'eau. La vitesse de l'air de refroidissement s'élève à $5,3 \text{ m/s}$ et sa température est égale à $27 \text{ }^\circ\text{C}$. Dans ces conditions, une puissance de plus de 900 W (47 W/cm^2) est transférée en maintenant la température de l'évaporateur à moins de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ [33]. La résistance thermique totale obtenue est alors très faible, inférieure à $0,08 \text{ K/W}$.

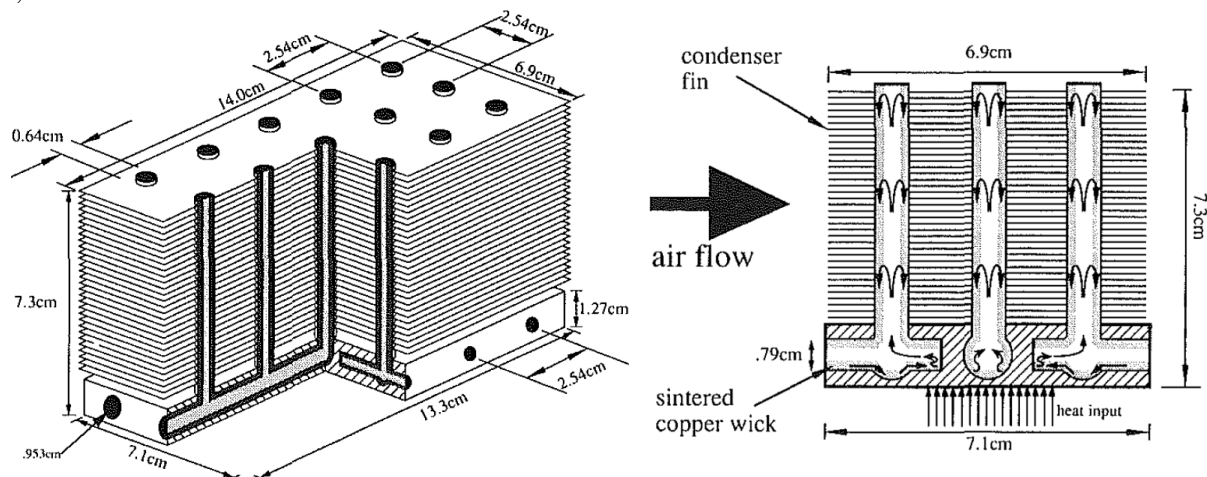


Figure I-20 : Caloduc étudié par North et Avedisian [33] (gauche) vue en perspective, (droite) vue en coupe

L'influence de l'inclinaison a été étudiée avec un système similaire comportant une seule ailette creuse de hauteur 100 mm et de diamètre environ 12 mm [34]. Pour une orientation verticale favorable et avec une vitesse d'air s'élevant à $5,9 \text{ m/s}$, une puissance de plus de 400 W (40 W/cm^2) peut être transférée en maintenant la température de l'évaporateur à moins de $100 \text{ }^\circ\text{C}$. La résistance thermique totale est alors de l'ordre de $0,2 \text{ K/W}$. Par contre, lorsque l'orientation est verticale défavorable, un assèchement de l'évaporateur survient si la puissance est supérieure à 200 W . Zhao et Avedisian [34] soulignent l'influence déterminante des effets capillaires sur la puissance maximale transférable au sein des caloducs étudiés. En outre, ils ont testé plusieurs hauteurs d'ailette, comprises entre 25 et 100 mm , et montré que l'utilisation d'ailettes creuses est d'autant plus intéressante que leur hauteur est importante. En effet, l'efficacité d'une ailette pleine décroît quand sa hauteur augmente, ce qui n'est pas le cas d'une ailette creuse dans laquelle la condensation a lieu.

1.2.3 Synthèse

Les études principalement expérimentales disponibles dans la littérature confirment l'intérêt des ailettes creuses pour améliorer les performances thermiques et / ou réduire la masse du système par rapport à la configuration traditionnelle avec un dissipateur plein. L'utilisation d'ailettes creuses est d'autant plus pertinente que leur hauteur est grande. Les diamètres intérieurs testés sont compris entre 4 et 17 mm et, dans tous les cas, le fluide de travail est l'eau ou l'acétone (le second est utilisé dans trois publications [24,30-31] seulement). Lorsque les ailettes sont refroidies par convection forcée de l'air ambiant, la résistance thermique totale minimale est comprise entre 0,2 et 0,5 K/W. Bien que les études soient peu nombreuses, les performances des chambres de vapeur chargées en eau semblent s'améliorer quand le diamètre des ailettes augmente. Certains résultats [23] suggèrent l'existence d'interactions entre l'évaporateur et le condenseur à ailettes en raison d'un fort confinement mais, tous les condenseurs testés étant métalliques, aucune visualisation n'a pu le confirmer à ce jour. En outre, plusieurs auteurs [7,31] mentionnent un phénomène d'accumulation du condensat dans les ailettes creuses susceptible d'aboutir à un assèchement de l'évaporateur. D'après [31], ce phénomène peut être évité par l'ajout d'une structure capillaire à l'intérieur des ailettes.

Les performances des chambres de vapeur dont les ailettes comportent une structure capillaire sont prometteuses, notamment celles obtenus par Avedisian *et al.* [33-34] qui ont atteint une puissance de 900 W et mesuré une résistance thermique totale inférieure à 0,1 K/W. La présence d'une structure capillaire dans les ailettes rend possible un fonctionnement en position défavorable par rapport à la gravité, même si une telle orientation dégrade les performances.

1.3. Conclusions

Les caloducs de type « chambre de vapeur » sont largement utilisés pour le refroidissement de l'électronique, généralement en association avec un dissipateur à ailettes métallique refroidi par convection forcée de l'air ambiant. Dans le cadre de cette thèse, une configuration innovante permettant un gain en performance et une réduction de la masse du système est étudiée : il s'agit d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées.

Les études portant sur cette configuration sont peu nombreuses et relativement récentes. Elles semblent confirmer la pertinence des chambres de vapeur ailettes creuses, mais révèlent tout de même un certain nombre de lacunes dans la compréhension de ces systèmes. En outre, l'état de l'art soulève des questions concernant les phénomènes siégeant dans les chambres de vapeur à ailettes creuses, qui n'ont jamais été observés à notre connaissance. Des études complémentaires sont requises afin d'optimiser leurs performances, en couplant dans l'idéal une visualisation des phénomènes hydrodynamiques avec des mesures de pression, de températures et une analyse détaillée des résistances thermiques. Cela constitue l'objet de cette thèse.

Chapitre II : Détermination expérimentale des performances thermiques de la chambre de vapeur à ailettes creuses

L'un des objectifs de cette thèse, qui sera au cœur de la seconde partie du manuscrit, est de contribuer à combler les lacunes actuelles dans la compréhension du fonctionnement des chambres de vapeur à ailettes creuses, notamment par la visualisation des phénomènes en leur sein. Pour cela, un prototype comportant un condenseur transparent à ailettes creuses est fabriqué et testé. Les contraintes de conception d'un tel système sont abordées dans ce chapitre, en lien avec le choix des matériaux et des fluides. La chambre de vapeur à ailettes creuses réalisée et le banc d'essais associé sont présentés en détail. Enfin, les performances thermiques de la chambre de vapeur sont analysées afin d'identifier le mode de transfert de chaleur limitant dans un tel système et de caractériser, d'une part, l'influence du matériau choisi au condenseur et, d'autre part, l'impact de la présence de gaz incondensables. En effet, malgré de nombreuses précautions, l'étanchéité du prototype n'est pas parfaite et une certaine quantité d'air peut s'infiltrer lors des essais, dégradant la condensation dans les ailettes.

II.1. Choix du matériau du condenseur à ailettes creuses et des fluides

II.1.1 Critères de choix

L'enveloppe de la chambre de vapeur à ailettes creuses et, en particulier, des condenseurs réalisés doit répondre à différentes contraintes, valables pour tout type de caloduc [5,35] :

- *Résistance mécanique* : L'enveloppe doit résister à la pression interne du caloduc, qui peut être élevée ou, au contraire, très faible suivant le fluide et les conditions de fonctionnement. Il est donc important de connaître les propriétés mécaniques du matériau de l'enveloppe.
- *Résistance chimique* : Aucune réaction chimique entre le fluide et l'enveloppe ne peut être tolérée, car les gaz dégagés par cette réaction conduiraient au blocage du fonctionnement du caloduc. La nature du matériau de l'enveloppe est donc en partie conditionnée par le fluide de travail choisi.
- *Étanchéité et propriétés barrières* : L'enveloppe doit isoler le fluide de travail du milieu extérieur, en empêchant sa sortie mais également l'entrée de gaz incondensables dans l'enceinte.
- *Faible résistance de conduction* : L'enveloppe doit permettre un transfert de chaleur efficace pour ne pas limiter les performances thermiques du caloduc.
- *Stabilité thermique* : L'enveloppe est soumise à des températures élevées et à un cyclage thermique. Les différentes caractéristiques du matériau (résistance mécanique, chimique, etc.) ne doivent pas en être affectées.
- *Stabilité dans le temps* : De même, les caractéristiques du matériau doivent rester satisfaisantes sur la durée de vie du système.

II.1.2 Choix du matériau transparent

Dans le cadre de cette thèse, l'objectif est de pouvoir visualiser l'intérieur de la chambre de vapeur. Ainsi, choisir un matériau transparent est primordial, du moins pour le condenseur. Cette exigence supplémentaire élimine les métaux, traditionnellement utilisés pour la fabrication de caloducs, et impose le choix d'un nouveau matériau. Différents types de verre et certains matériaux polymères peuvent être envisagés. Toutes les chambres de vapeur à ailettes creuses étudiées dans la littérature

(section I.2) sont métalliques, mais du verre a déjà été utilisé pour les thermosiphons (verre borosilicate, verre de quartz ou verre saphir) [2-4,36-48] ainsi que des polymères de type polycarbonate [42,49] ou polyuréthane [51]. Concernant la réalisation d'un condenseur à ailettes creuses, le verre semble peu adapté, notamment pour la plaque comportant les ailettes. En effet, contrairement aux tubes, la plaque peut être soumise à des déformations importantes en fonction de la pression interne. Ces déformations peuvent engendrer une rupture si la plaque n'est pas suffisamment souple, comme observé par Lips [50] lors d'essais sur un caloduc plat, qui ont finalement abouti à l'utilisation d'une plaque en polycarbonate. En plus de résister aux déformations, les polymères présentent l'avantage d'être particulièrement légers et sont de bons isolants électriques, ce qui en fait des candidats adaptés au domaine du refroidissement de l'électronique [52]. Par ailleurs, les récents progrès dans les méthodes de fabrication additive en polymère permettent d'envisager la réalisation d'un condenseur à ailettes en une seule pièce, ce qui serait idéal vis-à-vis de l'étanchéité mais n'est pas réalisable avec les moyens de mise en forme traditionnels (injection, extrusion, rotomoulage, etc.). La fabrication additive offre également un moyen de prototypage rapide et relativement peu coûteux, ainsi qu'une grande flexibilité vis-à-vis de la forme, de l'orientation et de l'emplacement des ailettes, comme nous le verrons dans le chapitre VI.

II.1.3 Choix du matériau polymère

Le choix du polymère pour les premiers condenseurs se base sur une étude bibliographique abordant les caractéristiques des différents types de polymère (structure, propriétés thermiques et mécaniques, compatibilité chimique, vieillissement, etc.) et synthétisant les travaux menés sur les caloducs en polymère jusqu'en 2015. Cette étude, présentée en annexe A, a été effectuée par l'auteur du présent manuscrit lors d'un stage de recherche réalisé au CETHIL en 2016. Les principales conclusions sont les suivantes :

- La conductivité thermique des polymères, généralement comprise entre 0,1 et 0,5 W/m.K, est remarquablement faible comparée à celle des métaux. Cela constitue un inconvénient majeur pour les applications dans le domaine des transferts thermiques. Pour que la conduction à travers la paroi en polymère ne limite pas les performances du caloduc, son épaisseur doit être réduite.
- L'ajout de charges, sous forme de fibres ou de particules, dans une matrice polymère permet l'amélioration des propriétés thermiques, ainsi que le renforcement mécanique du matériau. De tels matériaux composites sont toutefois plus chers et plus lourds que les polymères standards, et leur comportement, souvent anisotrope, est moins bien connu. Des polymères composites à conductivité thermique améliorée ont déjà été utilisés pour la réalisation d'échangeurs [53-56], mais pas pour des caloducs.
- Parmi les polymères standards, les polymères à cristaux liquides (LCP) s'imposent comme les meilleurs candidats pour réaliser l'enveloppe d'un caloduc, suivis de près par le polyéthylène téréphtalate (PET). Ces matériaux ont déjà été utilisés par plusieurs chercheurs [57-67] avec de bons résultats.
- L'opacité des LCP, même pour de faibles épaisseurs, est un inconvénient majeur pour l'observation des phénomènes mis en jeu. Il existe en revanche des films de PET semi-cristallins et transparents. Le PET est un polymère très répandu, facile à se procurer et à mettre en œuvre. Des tubes de PET de différents diamètres et de faible épaisseur sont disponibles dans le commerce.
- Des investigations complémentaires sont nécessaires pour compléter les connaissances sur les différentes familles de polymères, car les caractéristiques de certaines d'entre elles restent inconnues, notamment concernant leurs propriétés barrières. D'autres matériaux candidats pourraient ainsi émerger.

À l'issue de cette étude bibliographique, deux thermosiphons cylindriques en PET (figure II-1) ont été réalisés, chargés en FC-72 et testés avec succès. Un film de PET d'épaisseur 175 μm a été utilisé. Le diamètre extérieur des prototypes s'élève à 20 et 30 mm, et ils sont refroidis par convection forcée de l'air ambiant ($h_{conv} \approx 70 \text{ W/m}^2.\text{K}$). La résistance de convection s'est révélée prépondérante, bien que les résistances liées à la conduction à travers la paroi de l'évaporateur et du condenseur ne soient

pas négligeables. Ces essais préliminaires sur une géométrie simple confirment la faisabilité des caloducs en polymère et la pertinence du choix du matériau PET. Celui-ci est donc sélectionné pour la réalisation de condenseurs à ailettes creuses.



Figure II-1 : Thermosiphons cylindriques en PET

II.1.4 Choix des fluides

Trois fluides caloporteurs ont été testés dans le cadre cette thèse : le n-pentane, le HFE-7100 et l'eau. Ils ont des propriétés thermophysiques relativement différentes et présentent chacun des avantages et des inconvénients dans le cadre d'une application caloduc. Ils sont tous les trois compatibles avec le PET, mais également avec le polycarbonate utilisé pour réaliser la plaque support des ailettes creuses, comme expliqué dans la partie suivante. L'eau est peu mouillante sur la paroi des ailettes, contrairement au pentane et au HFE. En outre, la tension de surface et la longueur capillaire de ces fluides sont très différentes, ce qui permet de faire varier le niveau de confinement au sein des ailettes. Une comparaison détaillée des fluides est présentée au début de l'étude phénoménologique menée dans le chapitre IV.

Dans le présent chapitre, l'objectif est de caractériser la chambre de vapeur à l'échelle « système » en comparant les résistances thermiques obtenues avec des condenseurs en polymère et en aluminium de géométrie similaire. Un condenseur en aluminium a donc été réalisé (voir partie II.2.1). La compatibilité chimique entre l'eau et l'aluminium n'étant pas optimale, seuls le n-pentane et le HFE-7100 ont été testés avec ce condenseur. Il s'avère que les conclusions issues des essais avec les deux fluides sont identiques. Ainsi, seuls les résultats obtenus avec le n-pentane seront présentés par la suite. En effet, les propriétés du pentane sont bien connues, contrairement à celles du HFE. Celui-ci a donc été utilisé dans le modèle numérique du chapitre III, dont les prédictions concernant l'impact des gaz incondensables sont comparées aux résultats expérimentaux de la section II.4.2.2.

II.2. Présentation du dispositif expérimental

II.2.1 Chambre de vapeur à ailettes creuses

La chambre de vapeur à ailettes creuses étudiée (figure II-2) a été conçue, fabriquée et instrumentée au laboratoire. Sa structure est circulaire. Elle est constituée d'un évaporateur en cuivre et d'un condenseur transparent en polymère à ailettes.

L'évaporateur a un diamètre extérieur de 185 mm. Il a été usiné de sorte à réduire l'épaisseur de matière au centre, sur un diamètre correspondant à celui de la source chaude (90 mm). Ainsi, le transfert de chaleur vers le fluide de travail a lieu principalement par la surface centrale. Des rainures parallèles

superficielles ont été gravées sur cette surface afin de favoriser l'ébullition nucléée. La surface inclinée, quant à elle, permet le retour du liquide depuis le bord vers le centre de l'évaporateur. Le cuivre a été choisi pour la fabrication de l'évaporateur car la stabilité thermique des films de PET reste limitée et que les températures mises en jeu au niveau de l'évaporateur sont plus importantes qu'au condenseur. L'utilisation de cuivre à l'évaporateur est en outre préférable car la résistance de conduction de la paroi y est plus influente qu'au condenseur en raison d'un faible coefficient d'échange à l'extérieur des ailettes.

Une attention particulière a été accordée à la facilité de montage et de démontage du prototype lors de sa conception, l'objectif étant de tester différentes géométries de condenseurs pour étudier, notamment, l'influence du diamètre des ailettes sur les régimes de fonctionnement (chapitre IV). L'évaporateur est assemblé au condenseur à l'aide d'une bride en aluminium et d'un collier de serrage (figure II-3). Une rainure usinée sur sa surface intérieure permet de loger un joint torique. Celui-ci subit une compression axiale et assure ainsi un assemblage étanche entre l'évaporateur et le condenseur. Les spécifications géométriques des différents éléments sont synthétisées dans le tableau II-1.

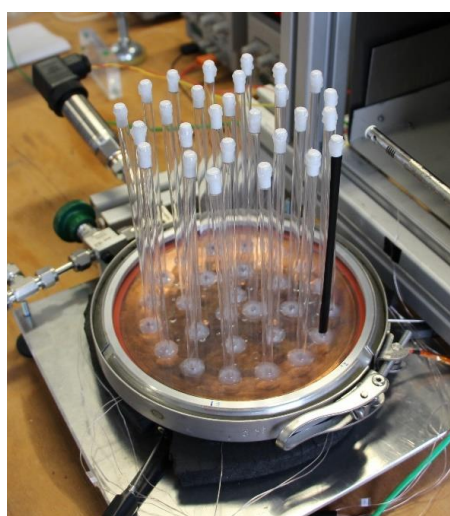


Figure II-2 : Photographie de la chambre de vapeur à ailettes creuses

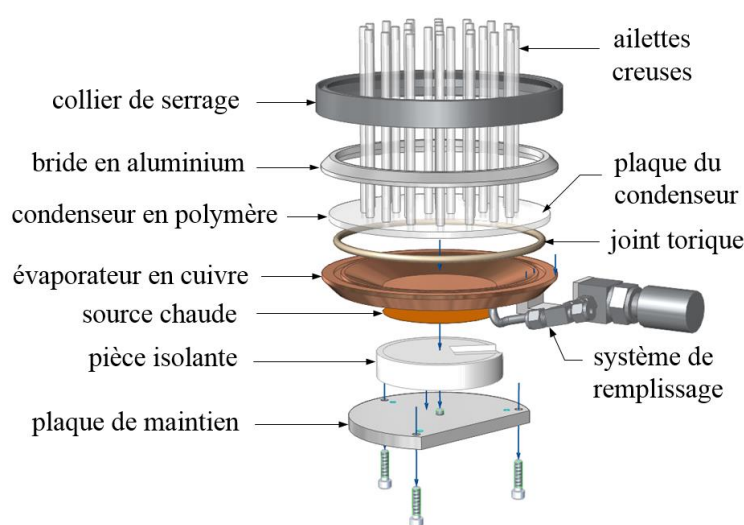


Figure II-3 : Assemblage de la chambre de vapeur (vue éclatée)

Tableau II-1: Spécifications géométriques de la chambre de vapeur à ailettes creuses

Partie évaporateur	
Diamètre extérieur de l'évaporateur [mm]	185
Diamètre de la surface centrale de l'évaporateur [mm]	90
Épaisseur de cuivre au niveau de la surface centrale [mm]	3
Épaisseur totale de l'évaporateur [mm]	14
Hauteur de la chambre de vapeur [mm]	13
Diamètre de la source chaude [mm]	90
Épaisseur de la pièce isolante en PEEK [mm]	20
Joint torique	
Diamètre intérieur du joint torique [mm]	156
Épaisseur du joint torique [mm]	5
Partie condenseur	
Diamètre de la plaque du condenseur à ailettes [mm]	173
Épaisseur de la plaque du condenseur à ailettes [mm]	5
Diamètre intérieur de la bride en aluminium [mm]	163

Un seul condenseur en polymère a été utilisé dans le présent chapitre pour caractériser l'influence des gaz incondensables. Il est constitué de 27 ailettes cylindriques creuses de diamètre intérieur 5,3 mm. Les tubes ont une hauteur de 14,5 cm et sont en polyéthylène téréphtalate (PET). Chaque tube est fermé à son extrémité supérieure par un cylindre plein en PET de 1 cm de haut, de sorte que la hauteur effective pour le transfert de chaleur s'élève à 13,5 cm. L'épaisseur de la paroi des tubes

est de 300 μm . Elle permet de réduire la résistance thermique de l'enveloppe tout en conservant une résistance mécanique suffisante pour qu'elle ne se déforme pas lors de la mise sous vide. Les ailettes sont fixées à une plaque circulaire en polycarbonate (PC) d'épaisseur 5 mm, percée à cet effet. Les différentes pièces du condenseur sont assemblées à l'aide de colle cyanoacrylate et, pour une meilleure étanchéité, d'une colle résistante aux hautes températures et aux vibrations. Les matériaux utilisés rendent la structure transparente et permettent la visualisation des phénomènes à l'intérieur de la chambre de vapeur.

Un condenseur en aluminium de géométrie presque identique au précédent a été testé afin d'étudier l'influence du matériau sur les performances de la chambre de vapeur et sur sa sensibilité aux gaz incondensables. La condenseur en aluminium, visible sur la figure II-4, a été fabriquée par le Centre Technique Industriel de la Plasturgie et des Composites (IPC) via un procédé de fabrication additive par fusion laser de poudre métallique. Cette technique permet d'obtenir une porosité quasiment nulle en passant par le point de fusion du matériau, autour de 650 °C. En raison de contraintes liées à la fabrication additive, l'épaisseur de paroi des ailettes a été augmentée à 1 mm (au lieu de 0,3 mm) et la hauteur utile des tubes diminuée à 10 cm (au lieu de 13,5 cm).



Figure II-4 : Photographie du condenseur en aluminium

Le condenseur se trouvant au-dessus de l'évaporateur, la chambre de vapeur est étudiée en position verticale favorable avec retour du liquide par gravité, c'est-à-dire en mode de thermosiphon diphasique. Aucune structure capillaire n'est présente au condenseur, ni à l'évaporateur. L'ajout d'une structure capillaire dans les ailettes creuses permettrait peut-être d'éviter la rétention de liquide au condenseur, en plus de rendre possible un fonctionnement en position défavorable par rapport à la gravité. Les performances de tels systèmes dans la littérature sont en tout cas prometteuses. Ils sont toutefois soumis à une limite de fonctionnement supplémentaire : la limite capillaire, liée à la pression de pompage maximale générée dans la structure capillaire qui doit compenser les pertes de charge dans les écoulements vapeur et liquide [68]. En outre, l'ajout d'une structure capillaire dans les ailettes complexifierait leur conception, pourrait compromettre la possibilité de faire des visualisations et se révéler coûteux. Cette solution est donc écartée dans le présent mémoire, mais elle pourrait être investiguée à l'avenir.

II.2.2 Banc d'essais

Le banc d'essais (figure II-5) comprend un système de remplissage avec enceinte de dégazage, un dispositif de chauffage de l'évaporateur, un dispositif de refroidissement du condenseur et une instrumentation couplée à un dispositif d'acquisition des données.

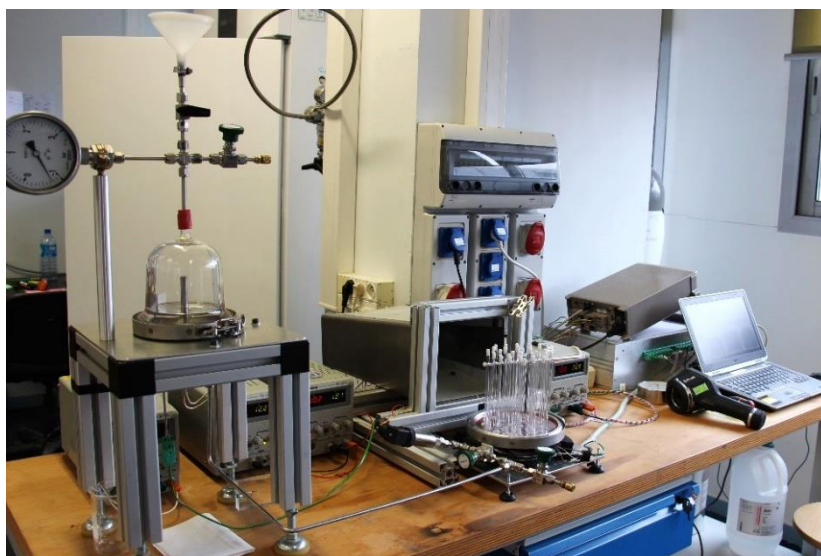


Figure II-5 : Photographie du banc d'essais

II.2.2.1 Système de remplissage

Le système de remplissage est représenté schématiquement sur la figure II-6. Il permet de dégazer le fluide de travail en amont de la chambre de vapeur, de tirer cette dernière au vide et de la remplir par l'intermédiaire d'un tube de remplissage de diamètre 6 mm passant à travers l'évaporateur.

L'élément principal du système de remplissage est une enceinte de dégazage de volume 500 mL. Elle est constituée d'une cloche en verre assemblée à une plaque plane circulaire en acier à l'aide d'une bride en aluminium et d'un collier de serrage, selon le même principe que précédemment. Un joint torique de diamètre intérieur 110 mm assure l'étanchéité. Une cartouche chauffante de diamètre 8 mm et de longueur 60 mm permet de chauffer le fluide à l'intérieur de l'enceinte. Elle est alimentée par un générateur électrique sous une tension de 24 V pour une puissance nominale s'élevant à 250 W. La cartouche chauffante est recouverte d'une fine couche de pâte thermique et placée dans un doigt de gant en acier inoxydable. L'extrémité du doigt de gant est filetée, ce qui permet de le fixer à la plaque inférieure de l'enceinte de dégazage. Un thermocouple gainé et un manomètre permettent de surveiller l'évolution de la pression et de la température dans l'enceinte. Un raccord de marque Swagelok est utilisé pour assurer le passage étanche du thermocouple à travers la plaque inférieure.

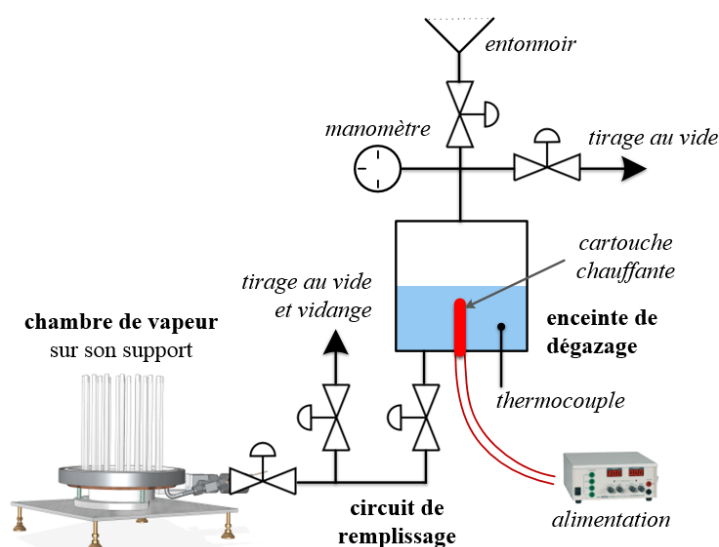


Figure II-6 : Schéma du système de remplissage

Un ensemble de canalisations placé en surplomb de l'enceinte permet de la tirer au vide et de la remplir. Pour faciliter le remplissage, un entonnoir en plastique est utilisé. Les canalisations situées en-

dessous de l'enceinte, quant à elles, permettent la vidange et relient l'enceinte à la chambre de vapeur afin d'y introduire le fluide une fois dégazé.

II.2.2.2 Dispositif de chauffage et de refroidissement

Le dispositif de chauffage est présenté sur la figure II-7. La chambre de vapeur est chauffée par une résistance chauffante circulaire placée contre la face inférieure de l'évaporateur. Celle-ci a été fabriquée sur-mesure chez Captec (diamètre 90 mm, résistance électrique 3 Ω). Pour diminuer la résistance thermique de contact entre la source chaude et l'évaporateur, une fine couche de pâte thermique est appliquée à l'interface. L'isolation est assurée par une pièce en PEEK placée contre la source chaude, comme montré sur la figure II-3. Une pièce supplémentaire en aluminium est directement vissée au dos de l'évaporateur et permet de plaquer l'ensemble contre la surface à chauffer. Une mousse isolante est également placée autour de l'évaporateur en cuivre pour limiter les pertes thermiques. La source chaude fournit une puissance allant jusqu'à 200 W (3,1 W/cm²). Elle est alimentée en courant continu par un générateur permettant de régler la puissance de chauffe.

Deux ventilateurs axiaux de diamètre 12 cm et d'épaisseur 4 cm sont installés dans une gaine métallique et assurent le refroidissement du condenseur par convection forcée de l'air ambiant. Chaque ventilateur est alimenté par un générateur sous une tension de 12 V et a une puissance nominale de 14,4 W. La gaine métallique a une longueur de 34 cm. Sa section est rectangulaire, mais pas constante. À une extrémité, elle est adaptée aux dimensions des ventilateurs (12 x 24 cm²). À l'autre extrémité, en sortie, la section de passage de l'air est de 16 x 20 cm². Celle-ci correspond grossièrement aux dimensions du condenseur à ailettes creuses. Le condenseur n'est pas placé à l'intérieur de la gaine métallique, mais devant sa sortie, comme le montre la figure II-5. Le positionnement du prototype par rapport à la soufflerie et aux différents instruments de mesure (anémomètre, caméra thermique) est reproductible grâce à un marquage réalisé sur le banc et servant de repère spatial. La température de l'air est régulée en plaçant, selon le besoin, un chauffage soufflant ou un climatiseur mobile en amont des ventilateurs. La vitesse de l'air est contrôlée grâce à l'alimentation des ventilateurs, dont la vitesse de rotation varie selon la tension fournie.

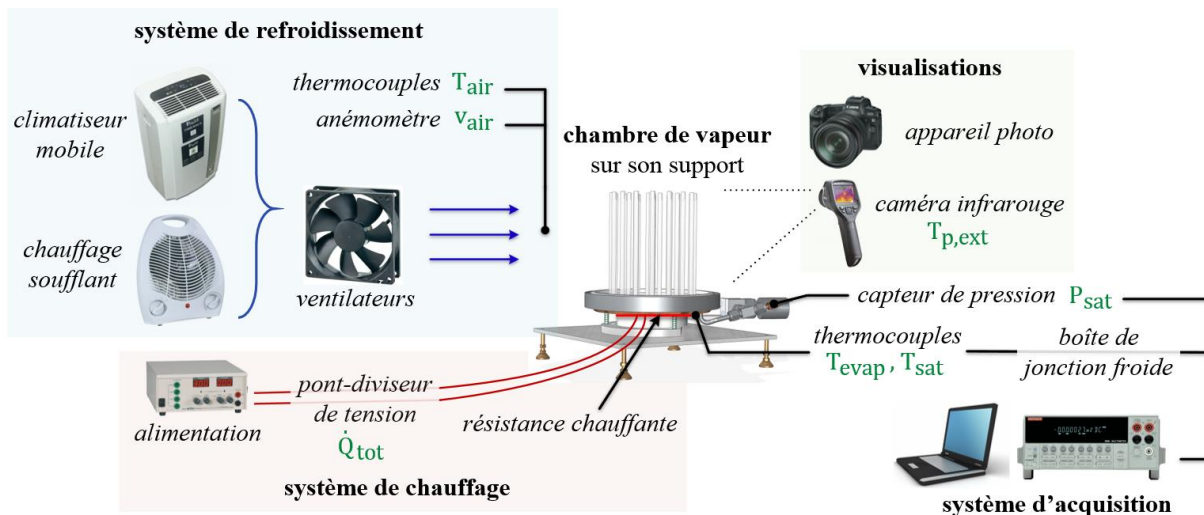


Figure II-7 : Schéma du dispositif expérimental de chauffage et de refroidissement associé à l'instrumentation

II.2.2.3 Instrumentation

Onze thermocouples de type K et de diamètre 80 μ m permettent de connaître l'évolution des températures au niveau de l'évaporateur. Ils sont placés à intervalles réguliers dans des rainures usinées à cet effet sur la surface externe de la plaque de cuivre. Leur positionnement est précisé sur la figure II-8. Deux thermocouples supplémentaires sont placés dans l'enceinte de la chambre de vapeur pour mesurer la température de saturation. Afin d'assurer un passage étanche à travers la plaque de cuivre, des thermocouples gainés de diamètre 1,5 mm ont été choisis et brasés à l'argent au dos de la plaque. Pour

éviter un biais de mesure lié à la conduction dans la gaine des thermocouples, la distance entre leur extrémité et la pièce de cuivre est de l'ordre de 20 à 30 fois leur diamètre. Un capteur de pression a été installé au niveau de la vanne de remplissage. Il s'agit d'un transmetteur de pression piézorésistif (Kistler 4260A030, [0-2] bars absolu). L'incertitude sur la pression mesurée dans l'enceinte est évaluée à 30 mbar.

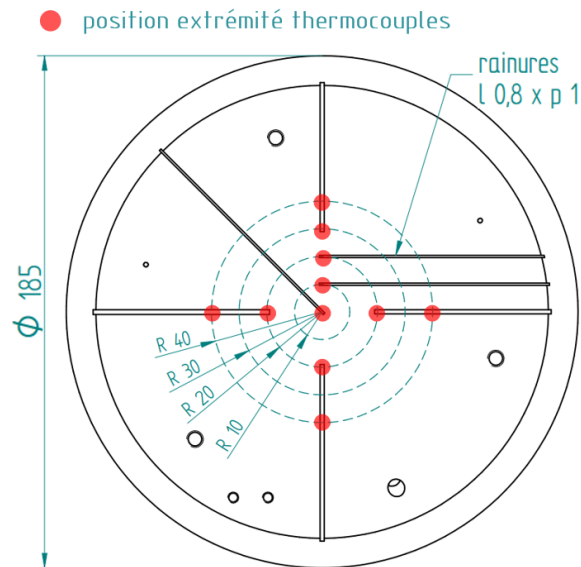


Figure II-8 : Positionnement des thermocouples au dos de l'évaporateur (dimensions en mm)

La puissance fournie par la source chaude est mesurée à l'aide d'un pont-diviseur de tension couplé à un shunt de 10 m Ω . Une calibration du pont-diviseur a été effectuée pour chaque résistance chauffante utilisée afin de réduire les incertitudes de mesure. Concernant le refroidissement, la vitesse d'air est mesurée en sortie de gaine par un anémomètre à fil chaud (Kimo Instruments, CTV 210-R). Dans un premier temps, la température de l'air était mesurée avec un unique thermocouple de diamètre 80 μm placé en sortie de gaine, en face de la base des ailettes. Dans un second temps, deux autres thermocouples ont été ajoutés afin de réduire l'incertitude liée à l'inhomogénéité de la température sur la section de passage de l'air.

Le pont-diviseur de tension, les thermocouples, l'anémomètre et le capteur de pression sont reliés à une centrale d'acquisition Keithley 2701 pilotée par un ordinateur à l'aide d'un exécutable LabVIEW. La température de référence des thermocouples est mesurée par une sonde à résistance de platine au sein d'une « boîte de jonction froide » à laquelle ils sont tous connectés. L'ensemble des thermocouples a été étalonné à l'aide d'un four d'étalonnage. Ainsi, sur une plage de température de 0 à 120 $^{\circ}\text{C}$, l'incertitude est estimée à $\pm 0,1$ K pour les thermocouples de 80 μm et à $\pm 0,2$ K pour les thermocouples gainés, dont la réponse n'est pas linéaire.

Enfin, une caméra infrarouge FLIR E6 est utilisée pour déterminer la température externe des tubes. Elle a une faible précision mais une sensibilité inférieure à 0,06 $^{\circ}\text{C}$. Les profils de température externe sont nécessaires à la caractérisation thermique de la chambre de vapeur, dont la méthodologie sera détaillée dans la partie II.4.1, ainsi qu'à la détection de la présence de gaz incondensables au sein des ailettes. Un ruban adhésif d'émissivité $0,95 \pm 0,03$ dans la gamme spectrale de la caméra (7,5 à 13 μm) a été placé sur l'un des tubes du condenseur en PET. Concernant le condenseur en aluminium, celui-ci est entièrement recouvert d'une peinture noire d'émissivité $0,92 \pm 0,06$ dans la gamme spectrale de la caméra.

II.3. Procédure expérimentale et exploitation directe des mesures

II.3.1 Procédure expérimentale

La première étape de la procédure consiste à dégazer le fluide de travail dans l'enceinte prévue à cet effet. Pour cela, le fluide est porté à ébullition pendant plusieurs heures et la vapeur est extraite à intervalles réguliers à l'aide d'une pompe à vide. Une fois cette opération effectuée, le fluide est conservé dans l'enceinte étanche et dégazé à nouveau pendant environ 30 minutes avant son introduction dans la chambre de vapeur et le début des essais. Les gaz incondensables initialement dissous au sein du fluide sont ainsi évacués et ne perturbent pas le fonctionnement de la chambre de vapeur.

Avant le remplissage, la chambre de vapeur est tirée au vide jusqu'à la stabilisation de la pression dans l'enceinte à quelques millibars. Cela nécessite généralement une trentaine de minutes. Ensuite, la chambre de vapeur est rapidement remplie, puis chauffée avec une puissance de 75-80 W afin de minimiser les infiltrations d'air au début des essais, ceci grâce à une réduction de l'écart de pression entre l'enceinte et l'extérieur. Pour atteindre la charge en fluide voulue, la chambre de vapeur est progressivement purgée. La charge est évaluée en fonctionnement à travers la plaque du condenseur en polymère grâce à une échelle graduée (figure II-9). Son unité est arbitraire, avec des valeurs comprises entre 0 (évaporateur vide) et environ 25 (charge maximale). L'incertitude sur la charge en fluide s'élève à ± 2 . Dans le cas du condenseur en aluminium, qui n'est pas transparent, celle-ci est fixée en fonction de la résistance thermique à l'évaporateur, dont l'évolution en fonction de la charge est connue grâce à plusieurs campagnes de tests préliminaires. En dehors des essais dédiés à l'étude des gaz incondensables, la procédure de remplissage est réitérée chaque matin afin de minimiser leur quantité.

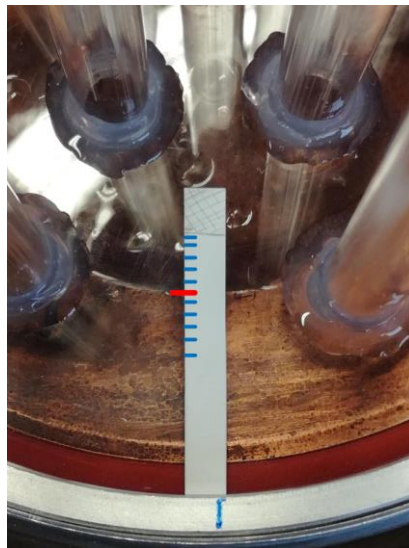


Figure II-9 : Mesure du remplissage à travers la plaque du condenseur en polymère

Les puissances testées dépendent du fluide utilisé. Dans le présent chapitre, les essais sont effectués avec le n-pentane et la puissance totale transférée varie entre 10 et 75 W, avec une incertitude relative comprise entre 2 et 7 %. La puissance est limitée par la pression dans l'enceinte, qui ne doit pas dépasser 1 bar. Pour tous les essais réalisés, la température moyenne de l'air est maintenue à $22,5 \pm 1,5$ °C et la vitesse d'air en sortie de gaine est de l'ordre de 3,5 m/s. Il est toutefois possible de ralentir la rotation des ventilateurs jusqu'à atteindre une vitesse d'environ 1 m/s. Cela a été fait pour étudier l'influence de la vitesse d'air sur le coefficient d'échange convectif (annexe B). La vitesse d'air peut en outre monter jusqu'à 5 m/s lorsque le climatiseur est en marche.

Les essais ont globalement été réalisés à remplissage décroissant (puissance fixée) ou à puissance décroissante (remplissage fixé). En effet, un fonctionnement à basse puissance (basse pression) maximise le débit de gaz incondensables entrant dans le système, ainsi que le volume qu'ils occupent : il est donc préférable de réaliser ces points en fin de campagne. Grâce aux différentes

précautions prises pour minimiser l'impact des gaz incondensables (dégazage, tirage au vide du système et remplissage chaque matin, puissance décroissante), celui-ci est relativement faible pour des puissances totales supérieures ou égales à 40 W. Lors d'une campagne de tests à puissance variable, le protocole inclut la répétition, en fin de campagne, du premier essai réalisé afin de vérifier la reproductibilité.

L'horizontalité du système est contrôlée à l'aide d'un niveau à bulle avant le lancement des essais. Pour chaque jeu de paramètres testés, l'acquisition se fait en régime permanent, une fois que les températures et la pression se sont stabilisées. La durée de fonctionnement nécessaire à la stabilisation est généralement comprise entre une heure et une heure et demie. L'exploitation des résultats pour le calcul des performances thermiques s'appuie au minimum sur une série de 40 mesures consécutives en régime permanent (soit environ 3 minutes) et peut reposer sur plusieurs centaines de mesures en cas de régime de fonctionnement intermittent, tels que ceux mis en évidence dans le chapitre IV. Une fois le régime permanent atteint, des visualisations dans le domaine du rayonnement visible (photos, vidéos) et dans celui de l'infrarouge sont effectuées. Le logiciel ImageJ est utilisé pour le post-traitement des images thermiques en niveaux de gris obtenues par la caméra infrarouge.

II.3.2 Mesure du champ de température externe des tubes par thermographie infrarouge

Une image thermique du condenseur en polymère en fonctionnement en régime permanent est présentée sur la figure II-10. Pour chaque point expérimental, les profils de température de trois tubes sont tracés le long de l'axe x , tels que ceux affichés sur la figure II-11. La position axiale x est définie avec $x = 0$ au sommet du tube – à l'exclusion de l'embout – et $x = H_{tot}$ au bas du tube. Plusieurs zones peuvent être identifiées à partir des profils de température : la zone froide, le front de température et la région sans gaz incondensables. La figure II-11 les illustre pour le tube n°3. La légère baisse de température observée dans cette dernière zone est liée à la température de l'air de refroidissement, qui n'est pas homogène : l'air est plus froid en bas de la gaine de soufflage.

Comme évoqué précédemment, un ruban adhésif d'émissivité connue est placé sur l'un des tubes (tube n°3 sur la figure II-10). La comparaison des profils de température obtenus avec et sans ruban adhésif montre que le ruban n'a pas une influence significative, d'autant plus que l'incertitude sur la température est grande, comme le montre la figure II-11. Pour cette raison, les trois profils sont considérés comme valides. Pour chaque tube, la température extérieure moyenne sur la hauteur, notée $T_{p,ext,moy}$, est calculée. Les trois valeurs obtenues sont à nouveau moyennées pour tenir compte de la variabilité spatiale. L'incertitude sur la température moyenne finale est évaluée à $\pm 3,2$ K en tenant compte des caractéristiques de la caméra, de la reproductibilité des mesures infrarouges, de l'incertitude sur l'émissivité et des biais potentiels introduits lors du tracé et du traitement des courbes.



Figure II-10 : Image thermique infrarouge du condenseur en polymère ($\dot{Q}_{tot} = 60$ W)

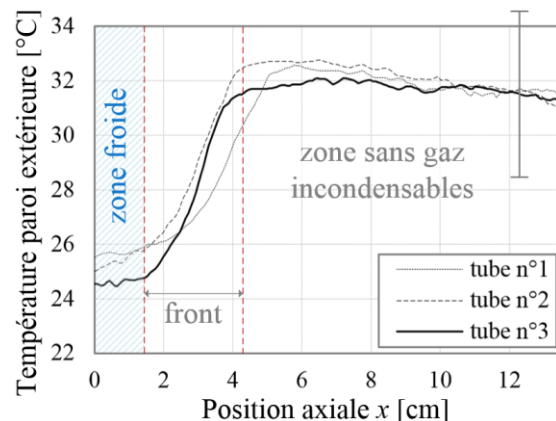


Figure II-11 : Profils de température extérieure des ailettes (extraits de la figure II-10)

Concernant le condenseur en aluminium, celui-ci est entièrement recouvert d'une peinture noire d'émissivité $0,92 \pm 0,06$ dans la gamme spectrale de la caméra. Les figures II-12 et II-13 présentent une image thermique du condenseur en aluminium et les profils de température de paroi associés. Les courbes sont considérablement différentes de celles présentées ci-dessus. Dans le cas du polymère (figure II-11), la température est stable sur la partie inférieure des tubes et diminue fortement au sommet, en se rapprochant de la température de l'air. Pour le condenseur en aluminium (figure II-13), la température de paroi extérieure diminue progressivement le long des ailettes, ce qui rend impossible l'identification de la zone sans gaz incondensables. Cela est dû à une conduction thermique longitudinale importante dans l'aluminium, qui tend à lisser les profils de température. La conductivité thermique du matériau influence donc le fonctionnement des ailettes creuses en présence de gaz incondensables.

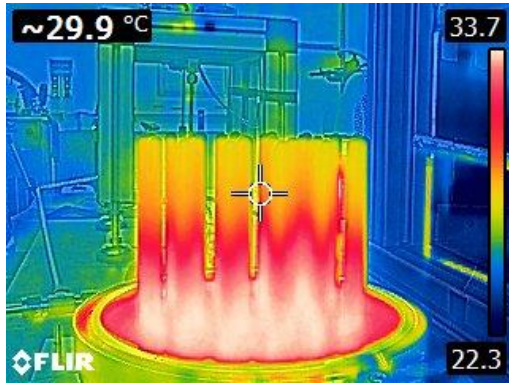


Figure II-12 : Image thermique infrarouge du condenseur en aluminium ($\dot{Q}_{tot} = 60 W$)

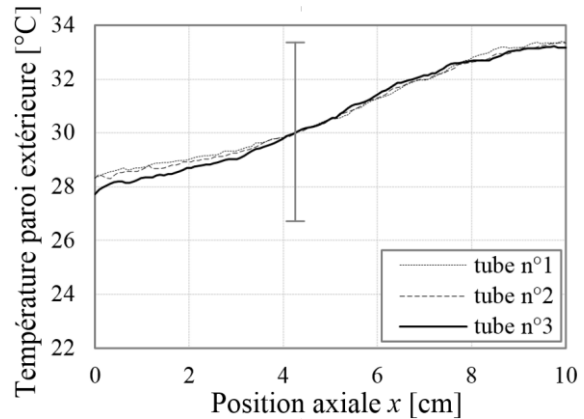


Figure II-13 : Profils de température extérieure des ailettes (extraits de la figure II-12)

II.4. Caractérisation des résistances thermiques de la chambre de vapeur à ailettes creuses

II.4.1 Méthodologie

Pour mener la caractérisation thermique à l'échelle système, le schéma électrique équivalent de la chambre de vapeur est présenté sur la figure II-14. Il permet d'évaluer les performances thermiques de la chambre de vapeur dans différentes conditions, d'identifier le(s) phénomène(s) limitant(s) le transfert de chaleur et de quantifier l'impact des gaz incondensables. La résistance thermique totale de la chambre de vapeur est calculée d'après la puissance totale transférée \dot{Q}_{tot} et la différence de température moyenne entre l'évaporateur et l'air de refroidissement en régime permanent :

$$R_{th,tot} = \frac{T_{evap,max} - T_{air}}{\dot{Q}_{tot}} \quad (II-1)$$

où $T_{evap,max}$ est la température maximale mesurée au dos de l'évaporateur.

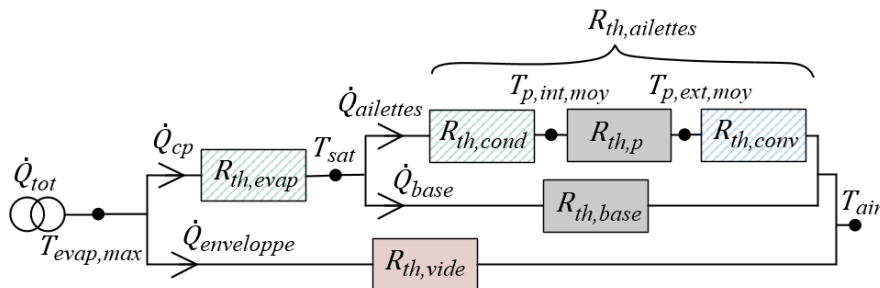


Figure II-14 : Schéma électrique équivalent de la chambre de vapeur à ailettes creuses

II.4.1.1 Détermination de la puissance transférée par les ailettes creuses

Malgré l'isolation de la partie inférieure du système, une proportion non négligeable du flux de chaleur fourni est transférée par conduction à travers l'enveloppe, puis dissipée par convection et rayonnement vers le milieu ambiant. Il est nécessaire d'estimer le flux de chaleur associé à la conduction dans l'enveloppe $\dot{Q}_{enveloppe}$ afin de caractériser correctement la surface ailetée. La puissance transférée par changement de phase au niveau de l'évaporateur \dot{Q}_{cp} est également divisée en deux parties : \dot{Q}_{base} est transférée par conduction à travers la plaque en polycarbonate à la base du condenseur et $\dot{Q}_{ailettes}$ est la chaleur effectivement évacuée par les ailettes creuses. Seule cette dernière doit être prise en compte pour la comparaison avec les résultats du modèle numérique présenté dans le chapitre III :

$$\dot{Q}_{ailettes} = \dot{Q}_{cp} - \dot{Q}_{base} \quad (\text{II-2})$$

$$\text{avec } \begin{cases} \dot{Q}_{cp} = \dot{Q}_{tot} - \dot{Q}_{enveloppe} & (\text{II-3}) \\ \dot{Q}_{enveloppe} = \frac{T_{evap,max} - T_{air}}{R_{th,vide}} & (\text{II-4}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dot{Q}_{base} = \frac{T_{sat} - T_{air}}{R_{th,base}} & (\text{II-5}) \end{cases}$$

La résistance de l'enveloppe à vide, notée $R_{th,vide}$, est évaluée expérimentalement pour différentes vitesses d'air. Elle correspond à la résistance thermique totale de la chambre de vapeur vide avec un condenseur en polymère. Les résultats obtenus sont présentés en détail dans l'annexe C. Pour $1 < v_{air} \leq 3,6 \text{ m/s}$, $R_{th,vide}$ peut être calculée avec une incertitude de 0,1 W/K en utilisant la corrélation donnée dans l'équation (II-6) basée sur la régression des données expérimentales, où $R_{th,vide}$ est en K/W et v_{air} en m/s.

$$R_{th,vide} = [0,757 (v_{air})^{0,325}]^{-1} \quad (\text{II-6})$$

La vitesse d'air étant proche de 3,5 m/s pour tous les essais considérés, $R_{th,vide}$ s'élève à environ 0,9 K/W. Cette valeur comprend le transfert de chaleur par convection et par rayonnement, ainsi que la conduction à travers l'enveloppe.

La résistance thermique du couvercle du condenseur R_{base} est estimée théoriquement comme la somme d'une résistance de conduction et de convection :

$$R_{th,base} = \frac{e_{base}}{\lambda_{base} \pi (D_{joint}^2 - ND_{ext}^2)/4} + \frac{1}{h_{conv} \pi (D_{joint}^2 - ND_{ext}^2)/4} \quad (\text{II-7})$$

avec e_{base} l'épaisseur de la plaque, λ_{base} sa conductivité thermique, D_{joint} le diamètre intérieur du joint torique, N le nombre de tubes du condenseur et D_{ext} leur diamètre extérieur. Le coefficient d'échange convectif h_{conv} est considéré identique à celui mesuré au niveau des ailettes et défini plus loin dans cette section. La valeur de $R_{th,base}$ s'élève finalement à $2,0 \pm 0,4 \text{ K/W}$ pour le condenseur en polymère et à $0,9 \pm 0,5 \text{ K/W}$ pour le condenseur en aluminium.

À forte puissance, environ 30 % du flux de chaleur total est transféré à travers l'enveloppe de la chambre de vapeur et la part de \dot{Q}_{cp} évacuée à travers le couvercle du condenseur en polymère est inférieure à 15 %. Au final, les ailettes transfèrent 60 à 65 % de la puissance totale. Ce pourcentage diminue avec \dot{Q}_{tot} . Pour le condenseur en aluminium, environ 30 % de la puissance \dot{Q}_{cp} est transféré à travers le couvercle. Par conséquent, les ailettes évacuent au maximum 50 % de la puissance totale.

II.4.1.2 Détermination des résistances thermiques

La résistance thermique $R_{th,evap}$ est associée au changement de phase à l'évaporateur et dépend du remplissage. La résistance de conduction à travers l'enveloppe de l'évaporateur en cuivre, d'épaisseur 3 mm, est négligée. Le coefficient d'échange à l'évaporateur se rapporte à la surface de la

source chaude, de diamètre D_{sc} , comme suit :

$$h_{evap} = \frac{1}{R_{th,evap} \pi D_{sc}^2 / 4} \quad \text{avec} \quad R_{th,evap} = \frac{T_{evap,max} - T_{sat}}{\dot{Q}_{cp}} \quad (\text{II-8})$$

La température de saturation T_{sat} correspond à la moyenne des mesures réalisées par les deux thermocouples gainés placés dans l'enceinte.

Comme les gaz incondensables affectent le transfert de chaleur principalement au niveau des ailettes, la résistance thermique correspondante $R_{th,aillettes}$ est définie :

$$R_{th,aillettes} = \frac{T_{sat} - T_{air}}{\dot{Q}_{aillettes}} \quad (\text{II-9})$$

Le paramètre $R_{th,aillettes}$ est utilisé dans la section II.4.2.2 pour étudier l'influence des gaz incondensables indépendamment des phénomènes qui se produisent à l'évaporateur. Comme le montre la figure II-14, $R_{th,aillettes}$ peut être décomposée en trois parties en fonction des différents modes de transfert de chaleur impliqués :

$$R_{th,aillettes} = R_{th,cond} + R_{th,p} + R_{th,conv} \quad (\text{II-10})$$

La résistance de condensation $R_{th,cond}$ comprend à la fois la résistance du film de condensat et la résistance interfaciale incluses dans le modèle du chapitre III. $R_{th,p}$ est la résistance de conduction radiale à travers la paroi des tubes et $R_{th,conv}$ est liée au refroidissement externe par convection forcée de l'air ambiant.

Comme mentionné précédemment, la température extérieure de la paroi correspond à la température moyenne mesurée par caméra infrarouge sur trois ailettes du condenseur. Ainsi, le coefficient d'échange convectif moyen est calculé tel que :

$$h_{conv} = \frac{1}{N \pi D_{ext} H_{tot} R_{th,conv}} \quad \text{avec} \quad R_{th,conv} = \frac{T_{p,ext,moy} - T_{air}}{\dot{Q}_{aillettes}} \quad (\text{II-11})$$

La température intérieure des ailettes, quant à elle, est inconnue. $R_{th,p}$ est donc estimée théoriquement à partir des propriétés et de la géométrie des tubes du condenseur :

$$R_{th,p} = \frac{1 \ln(D_{ext}/D_{int})}{N 2\pi \lambda_p H_{tot}} \quad (\text{II-12})$$

où λ_p est la conductivité thermique de la paroi des tubes et D_{int} leur diamètre intérieur. La conductivité thermique du PET est considérée égale à 0,20 W/m.K et celle de l'aluminium à 200 W/m.K. La résistance de condensation est alors déduite comme suit :

$$R_{th,cond} = \frac{T_{sat} - T_{p,ext,moy}}{\dot{Q}_{aillettes}} - R_{th,p} \quad (\text{II-13})$$

II.4.1.3 Détermination des incertitudes

L'incertitude sur $\dot{Q}_{aillettes}$ est calculée à l'aide des expressions suivantes, issues de la loi de propagation des incertitudes :

$$\left\{ \Delta \dot{Q}_{aillettes} = \sqrt{(\Delta \dot{Q}_{cp})^2 + (\dot{Q}_{base})^2 \left[\left(\frac{\Delta R_{th,base}}{R_{th,base}} \right)^2 + \frac{\Delta T_{sat}^2 + \Delta T_{air}^2}{(T_{sat} - T_{air})^2} \right]} \right. \quad (\text{II-14})$$

$$\left\{ \Delta \dot{Q}_{cp} = \sqrt{(\Delta \dot{Q}_{tot})^2 + (\dot{Q}_{enveloppe})^2 \left[\left(\frac{\Delta R_{th,vide}}{R_{th,vide}} \right)^2 + \frac{\Delta T_{evap,max}^2 + \Delta T_{air}^2}{(T_{evap,max} - T_{air})^2} \right]} \right. \quad (\text{II-15})$$

Compte tenu de l'incertitude sur la mesure des thermocouples situés dans l'enceinte et de l'écart entre les valeurs mesurées par les deux capteurs, une précision de $\pm 1,5$ K est considérée pour la température de saturation. Les incertitudes expérimentales sur les températures T_{air} et $T_{evap,max}$ sont respectivement de 2,5 et 0,2 K. L'équation (II-14) donne ainsi une incertitude comprise entre 3,5 W à faible puissance et 5 W à forte puissance pour le condenseur en polymère, et entre 5,5 et 10 W pour le condenseur en aluminium.

L'incertitude sur les résistances thermiques et les coefficients d'échange est obtenue de la même manière que celle sur la puissance.

II.4.2 Résultats de la caractérisation thermique

La caractérisation thermique de la chambre de vapeur à ailettes creuses consiste à calculer les différentes résistances thermiques identifiées dans le schéma électrique équivalent, afin d'évaluer leur importance relative et de quantifier l'effet de différents paramètres. Les paramètres étudiés dans cette partie sont la nature du matériau du condenseur et la présence de gaz incondensables. Comme mentionné précédemment, les essais sont effectués avec le n-pentane et la puissance totale transférée varie entre 10 et 75 W.

II.4.2.1 Comparaison des condenseurs en polymère et en aluminium

Dans cette section, les performances de la chambre de vapeur sont évaluées en fonction de la puissance pour les condenseurs en polymère et en aluminium, avec une charge en fluide identique dans les deux cas. La charge est optimisée pour la puissance la plus élevée et reste la même pour tous les points de données. Elle s'élève à 4 ± 2 . L'effet des gaz incondensables sur les résultats est minimisé par un protocole approprié décrit dans la partie II.3.1 et par le choix des points de données : les mesures réalisées pour une puissance totale inférieure à 40 W ont été retirées.

La figure II-15 permet de visualiser l'évolution des résistances $R_{th,cond}$, $R_{th,p}$ et $R_{th,conv}$, dont la somme est égale à $R_{th,aillettes}$, en fonction de la puissance transférée par les ailettes en polymère (figure II-15a) et en aluminium (figure II-15b). Les résistances thermiques diminuent lorsque $\dot{Q}_{aillettes}$ augmente. Les résistances de l'enveloppe et de la plaque à la base du condenseur sont également incluses dans la figure II-15 (lignes rouges et noires). $R_{th,vide}$ est la même dans les deux cas et est deux à trois fois plus élevée que $R_{th,aillettes}$, tandis que $R_{th,base}$ est deux fois plus faible pour le condenseur en aluminium que pour celui en polymère. Par conséquent, \dot{Q}_{cp} est similaire dans les deux cas, mais une plus grande partie de la puissance est transférée à travers la plaque en aluminium, d'où des valeurs de $\dot{Q}_{aillettes}$ plus faibles dans la figure II-15b que dans la figure II-15a. Les diagrammes circulaires détaillent les proportions de $R_{th,cond}$, $R_{th,p}$ et $R_{th,conv}$ au sein de $R_{th,aillettes}$ pour la puissance la plus élevée. Dans le cas du polymère (figure II-15a), la résistance convective est prépondérante (63%), suivie de $R_{th,cond}$. La part de $R_{th,p}$ est inférieure à 10% malgré la faible conductivité thermique du polymère. Pour le condenseur en aluminium (figure II-15b), la valeur de la résistance de condensation est similaire à celle mesurée avec le condenseur en polymère. La résistance de la paroi en aluminium est négligeable, tandis que la part de $R_{th,conv}$ est supérieure à 70%. Le phénomène limitant est donc le refroidissement par convection forcée dans les deux cas.

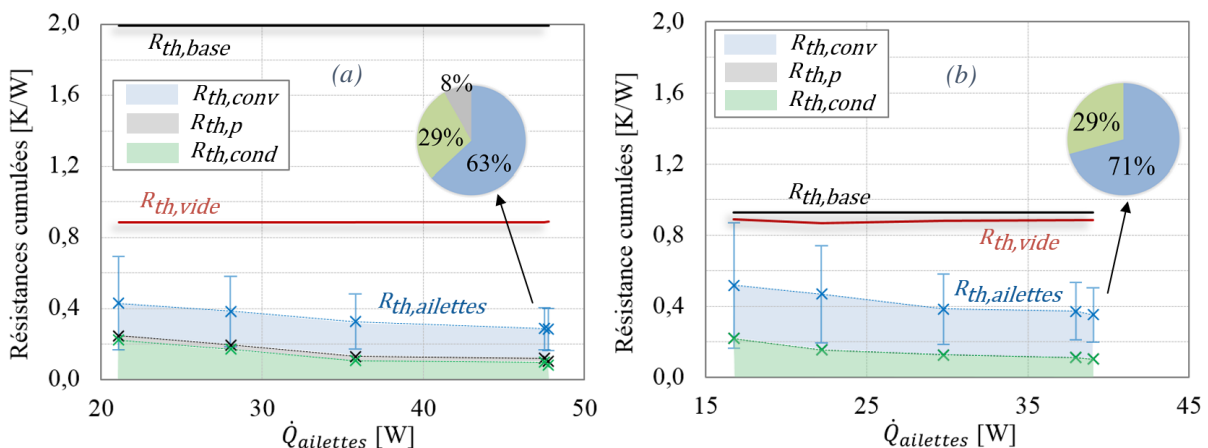


Figure II-15 : Évolution de la décomposition de $R_{th,aillettes}$ en fonction de la puissance transférée par les ailettes et comparaison avec les résistances $R_{th,vide}$ et $R_{th,base}$ pour les condenseurs (a) en polymère et (b) en aluminium

Pour le condenseur en polymère, le coefficient d'échange convectif a été systématiquement évalué à $85 \pm 30 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ à partir de l'équation (II-11). Cette valeur est indépendante de la puissance. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux corrélations empiriques de Grimison (1937) [69-71] et de Zukauskas (1987) [72-73,69] concernant des faisceaux de tubes alignés ou quinconcés. Pour une vitesse d'air de 3,5 m/s, la corrélation de Grimison fournit un coefficient d'échange moyen de $117 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. La corrélation de Zukauskas donne deux valeurs différentes : $107 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ pour des tubes alignés et $111 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ pour des tubes quinconcés. Les coefficients semblent légèrement surestimés par les corrélations, mais les valeurs restent cohérentes avec les résultats expérimentaux. Une étude plus approfondie des coefficients d'échange convectif est proposée en annexe B, ainsi que le détail des corrélations utilisées. Pour le condenseur en aluminium, un coefficient d'échange convectif s'élevant à $65 \pm 25 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ est calculé. Celui-ci est plus faible qu'avec le condenseur en polymère. Cela s'explique en partie par le plus grand diamètre extérieur des ailettes (7,3 mm au lieu de 5,9 mm) car l'épaisseur de la paroi en aluminium est supérieure pour un diamètre intérieur constant. De plus, l'incertitude sur la vitesse d'air n'est pas négligeable ($\pm 18 \%$ ou 0,6 m/s) et la température de l'air n'est pas homogène sur la section du conduit, ce qui peut créer un biais sur h_{conv} car la hauteur des ailettes varie entre les deux condenseurs.

Les résistances thermiques totales des condenseurs en polymère et en aluminium, présentées sur la figure II-16, diminuent lorsque la puissance augmente, principalement en raison d'une ébullition nucléée de plus en plus développée. Le coefficient d'échange à l'évaporateur, basé sur la surface de la source chaude, augmente avec la puissance transférée : il se situe entre $1\,100 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ et $1\,800 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. Il est indépendant du condenseur testé. Par ailleurs, les résistances thermiques totales obtenues avec les condenseurs en polymère et en aluminium sont comparables, malgré une résistance thermique 250 fois supérieure pour la paroi en polymère et des différences mineures dans la géométrie des condenseurs. La géométrie du condenseur en aluminium entraîne une réduction du coefficient d'échange convectif, mais cela est probablement compensé par l'augmentation de la conduction à travers la plaque. Quoiqu'il en soit, l'influence de la conductivité thermique du matériau sur les résultats est faible car le refroidissement par convection forcée est le phénomène limitant. Les résultats confirment l'intérêt du polymère pour la fabrication de condenseurs à ailettes intégrées refroidis par air : le polymère est bon marché, sa légèreté est avantageuse et sa faible conductivité thermique n'est pas limitante.

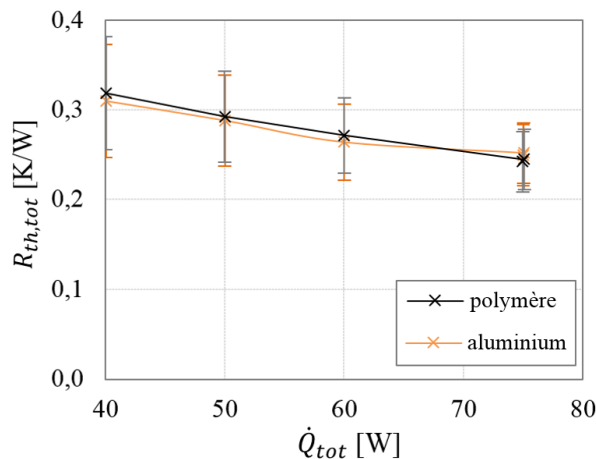


Figure II-16 : Comparaison des résistances thermiques totales mesurées avec les condenseurs en polymère et en aluminium

II.4.2.2 Impact des gaz incondensables sur les performances thermiques de la chambre de vapeur

Malgré l'ensemble des précautions prises, l'étanchéité de la chambre de vapeur n'est pas parfaite. De petites fuites ont notamment été mises en évidence au niveau du joint torique et du passage des thermocouples utilisés pour la mesure de la température de saturation. Le taux de fuite est similaire avec les condenseurs en polymère et en aluminium. Il a été estimé à partir de mesures de pression au cours du temps à $10 \text{ mbar}\cdot\text{j}/\text{bar}$ soit, en massique, environ $3 \text{ mg}\cdot\text{j}/\text{bar}$. Le prototype est conçu pour

fonctionner en dépression par rapport à l'ambiance : la pression maximale admise s'élève à 1 bar. Ainsi, lors des essais, des gaz incondensables entrent continuellement à l'intérieur de l'enceinte car la pression interne est inférieure à la pression externe. Par conséquent, il convient d'analyser l'influence de leur présence sur les performances de la chambre de vapeur.

La présence de gaz incondensables a généralement un impact sur les performances des caloducs car ils s'accumulent au niveau du condenseur et détériorent le transfert de chaleur par condensation en formant une barrière à l'interface liquide-vapeur. Dans certains cas, selon la quantité de gaz incondensables et les conditions de fonctionnement, la condensation cesse complètement dans tout ou partie du condenseur. Dans la présente étude, des visualisations infrarouges du condenseur sont effectuées pour déterminer le profil de température extérieure des ailettes (voir section II.3.2). Le profil de température dépend de l'évolution du flux de chaleur le long de l'ailette, qui est à son tour influencé par les gaz incondensables. Des essais ont été menés pendant une semaine avec chaque condenseur afin d'étudier l'impact des gaz incondensables sur les profils de température et sur les performances thermiques de la chambre de vapeur pour différentes puissances. La charge en n-pentane est identique dans les deux cas (4 ± 2) et reste inchangée puisque la chambre de vapeur n'est pas vidée entre les essais.

L'effet des gaz incondensables sur le profil de température des tubes n°1 à 3 est présenté sur la figure II-17 pour le condenseur en polymère et deux puissances différentes. La légende associée aux différentes couleurs correspond au temps écoulé depuis le dernier tirage au vide de la chambre de vapeur : plus le temps t_{vide} est long, plus la masse de gaz incondensables est élevée. Celle-ci est de l'ordre de quelques milligrammes.

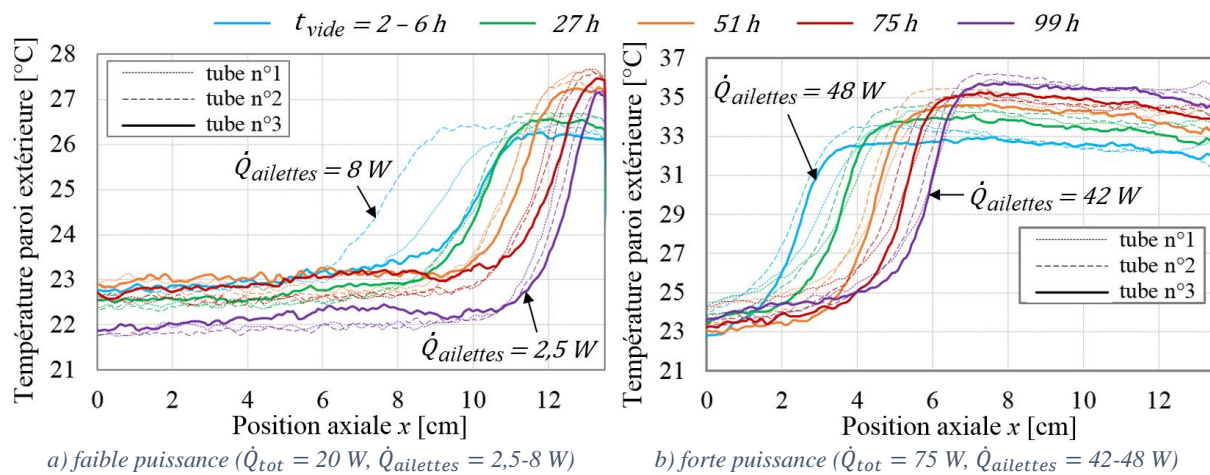


Figure II-17 : Effet des gaz incondensables sur les profils de température extérieure des ailettes avec un condenseur en polymère ($m_{nc,tot}$ augmente avec t_{vide})

Les températures des trois tubes sont proches, sauf à faible puissance lorsque la masse de gaz incondensables est réduite (courbes bleues sur la figure II-17a). L'écart observé entre les courbes pour la température initiale est principalement dû aux variations de la température de l'air de refroidissement. Une augmentation de t_{vide} et, ainsi, de la masse de gaz incondensables $m_{nc,tot}$ entraîne un déplacement du front de température vers le bas du tube car ils occupent alors un plus grand volume. De plus, la quantité de gaz incondensables affecte indirectement $\dot{Q}_{aillettes}$. En effet, la résistance thermique des ailettes augmente avec $m_{nc,tot}$, ce qui réduit la proportion de la puissance totale effectivement transférée par les ailettes. Le décalage du profil de température est alors le résultat à la fois d'une masse plus importante de gaz incondensables et d'une puissance effective plus faible. Ces deux effets sont difficiles à dissocier expérimentalement. En outre, le front semble plus raide lorsque $m_{nc,tot}$ augmente. La différence de température entre le sommet du tube (où $T_{p,ext}$ est proche de T_{air}) et son extrémité inférieure ($T_{p,ext} \approx T_{sat}$) est également influencée par les gaz incondensables : elle augmente avec $m_{nc,tot}$ car, pour une puissance comparable, la surface effective pour le transfert de chaleur est réduite lorsque la quantité de gaz incondensables augmente. Ce mécanisme explique la dégradation des performances thermiques du condenseur causée par les gaz incondensables, qui est étudiée un peu plus

loin dans ce paragraphe. La comparaison des figures II-17a et II-17b montre que la hauteur affectée par les gaz incondensables est plus grande quand $\dot{Q}_{ailettes}$ est faible.

Une étude similaire a été menée avec le condenseur en aluminium (figure II-18) avec les mêmes puissances que précédemment. Un seul profil est présenté pour chaque essai car ils sont similaires d'une ailette à l'autre. La figure II-18 ne montre aucune différence significative entre les profils de température. À faible puissance totale (figure II-18a), $\dot{Q}_{ailettes}$ est presque nul car les ailettes sont probablement remplies de gaz incondensables dès les premiers jours.

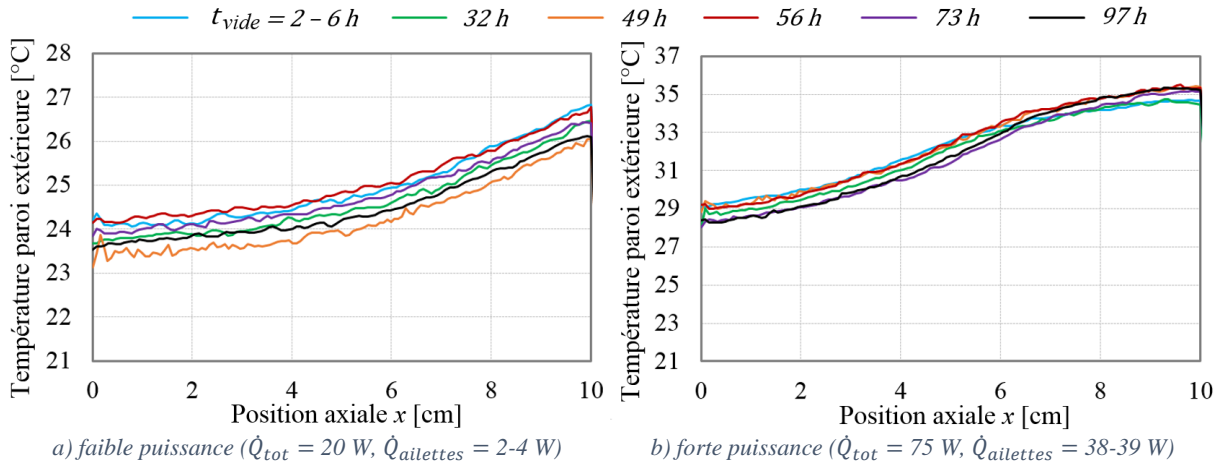


Figure II-18 : Effet des gaz incondensables sur le profil de température extérieure du tube n°3 avec le condenseur en aluminium

L'évolution de la résistance thermique totale $R_{th,tot}$ en fonction du temps écoulé depuis le tirage au vide est présentée sur la figure II-19. L'influence des gaz incondensables est notable pour le condenseur en polymère, en particulier à faible puissance : entre le premier et le dernier essai, $R_{th,tot}$ augmente de près de 50 % pour $\dot{Q}_{tot} = 20$ W et de 20 % à 75 W. L'impact n'est pas aussi évident pour le condenseur en aluminium, d'autant plus que les incertitudes sont importantes.

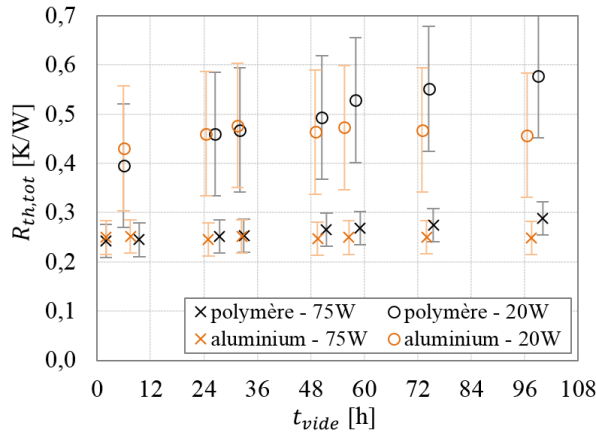


Figure II-19 : Effet des gaz incondensables sur la résistance thermique totale ($m_{nc,tot}$ augmente avec t_{vide})

Étant donné que les gaz incondensables sont censés affecter principalement le condenseur, leur effet sur $R_{th,ailettes}$ est illustré sur la figure II-20 en fonction de $\dot{Q}_{ailettes}$. Dans le cas du polymère, on observe que la présence de gaz incondensables détériore les performances du condenseur : $R_{th,ailettes}$ augmente progressivement avec t_{vide} . En outre, l'influence des gaz incondensables est beaucoup plus importante sur les performances du condenseur que sur les performances globales et augmente à nouveau lorsque la puissance diminue : $R_{th,ailettes}$ augmente de 450 % à faible puissance et de 45 % à forte puissance entre $t_{vide} = 2 - 8$ h et 99 h. En ce qui concerne le condenseur en aluminium (figure II-20b), l'effet des gaz incondensables semble négligeable à forte puissance. À faible puissance, aucune tendance générale n'émerge des données. Les fortes incertitudes qui entachent la valeur de

$R_{th, ailettes}$, dues aux faibles valeurs de $\dot{Q}_{ailettes}$, ne permettent pas de formuler de conclusions quant à l'effet des gaz incondensables sur les performances du condenseur.

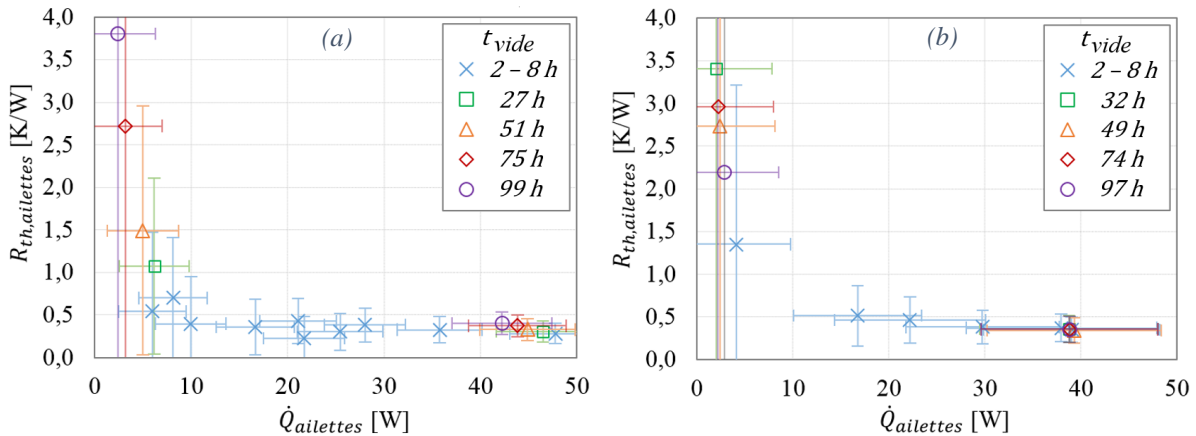


Figure II-20 : Effet des gaz incondensables sur la résistance thermique des ailettes ($m_{nc, tot}$ augmente avec t_{vide}) pour les condenseurs (a) en polymère et (b) en aluminium

II.5. Conclusions

Une chambre de vapeur constituée d'un évaporateur en cuivre et d'un condenseur transparent en polymère à ailettes a été conçue. Le polymère polyéthylène téréphtalate (PET) a été sélectionné suite à une étude bibliographique et à des essais préliminaires sur des géométries simples. Le condenseur est refroidi par une circulation d'air, dont la vitesse s'élève à environ 3,5 m/s. Comme les polymères sont des isolants thermiques, un condenseur en aluminium a été fabriqué afin d'étudier l'influence de la conductivité thermique du matériau. Les transferts de chaleur au sein de la chambre de vapeur à ailettes creuses sont modélisés par différentes résistances thermiques permettant d'évaluer sa performance globale, d'identifier le(s) phénomène(s) limitant(s) et de quantifier l'impact des gaz incondensables. Afin d'évaluer ces résistances par voie expérimentale, la connaissance du profil de température extérieure des ailettes est nécessaire. Ce profil est mesuré au moyen d'une caméra infrarouge.

Les résultats expérimentaux montrent que la résistance thermique convective liée au refroidissement par air est limitante. Ainsi, la conductivité thermique de la paroi des ailettes n'influence pas la performance de la chambre de vapeur, en tout cas lorsque le volume occupé par les gaz incondensables est réduit : les performances des condenseurs en polymère et en aluminium sont presque similaires. Par conséquent, le matériau polymère initialement choisi afin de visualiser les régimes de fonctionnement dans la chambre de vapeur se révèle intéressant. Outre son caractère transparent, il permet de réduire la masse des caloducs dans le contexte d'une application où le dispositif serait embarqué. En revanche, le matériau semble impacter la sensibilité aux gaz incondensables. Au sein du condenseur en polymère, la hauteur affectée par les gaz incondensables est identifiable à partir des profils de température infrarouges, ce qui n'est pas le cas avec le condenseur en aluminium. La conduction thermique axiale influence donc potentiellement la répartition des gaz incondensables à l'intérieur des ailettes, de même que la puissance transférée. La dégradation des performances due aux gaz incondensables est prononcée pour le condenseur en polymère, en particulier à faible puissance. En ce qui concerne le condenseur en aluminium, l'impact n'est pas discernable à partir des données expérimentales disponibles. Celui-ci pourrait être légèrement plus sensible aux gaz incondensables car, à faible puissance, il semble être entièrement rempli de gaz pour la masse minimale testée, contrairement au condenseur en polymère.

Suite à l'étude expérimentale, un modèle a été développé afin d'approfondir notre compréhension de l'effet des gaz incondensables dans les condenseurs à ailettes creuses en évaluant, par exemple, leur répartition à l'intérieur des ailettes, qui est difficile à obtenir expérimentalement. Ce modèle est présenté dans le chapitre suivant. Il permet en outre de dissocier l'impact de la masse de gaz incondensables et de la puissance effective transférée, ce qui n'a pas été possible dans l'analyse précédente.

Chapitre III : Modélisation de l'effet des gaz incondensables sur la condensation au sein d'ailettes creuses

L'effet des gaz incondensables, largement étudié dans le cas de caloducs métalliques, mérite une attention particulière lors de l'utilisation de matériaux polymères. En effet, même si la chambre de vapeur était constituée d'une seule pièce, ce qui éliminerait le joint à l'origine des entrées d'air, les faibles propriétés barrières des polymères associées à des parois minces peuvent entraîner l'infiltration de gaz incondensables dans le système lorsqu'il est en dépression et réduire ses performances. Les propriétés barrières des polymères peuvent toutefois être améliorées par l'introduction de nanocharges ou par le dépôt d'une couche extérieure (métallisation, dépôt de silice, etc.) [74], comme évoqué dans l'annexe A. Plusieurs auteurs ont montré l'intérêt d'un tel dépôt sur l'enveloppe de caloducs en polymère [66,75-76]. La présence de gaz incondensables peut également résulter d'une interaction chimique entre le fluide de travail et l'enveloppe, du dégazage des surfaces internes ou du fluide de travail lui-même s'il n'est pas correctement dégazé. Comme les gaz incondensables peuvent influencer la durée de vie des caloducs, prédire leur impact sur les performances thermiques et son évolution dans le temps est primordial.

Le présent chapitre reprend les résultats publiés dans la revue *Applied Thermal Engineering* en mai 2021 sous le titre « Effect of non-condensable gas on heat transfer within the hollow fin condenser of metallic and polymer vapor chambers » [77]. Ce chapitre est introduit par un rapide état de l'art sur la modélisation des caloducs contenant des gaz incondensables. Pour davantage de détails sur les modèles développés dans la littérature concernant les caloducs et sur la condensation en présence de gaz incondensables en général, le lecteur est invité à se reporter à l'annexe D. La deuxième partie du chapitre décrit le modèle numérique avec ses hypothèses et le processus de résolution. Enfin, les prédictions du modèle sont comparées aux résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent. Une fois le modèle validé, une étude paramétrique est menée afin de caractériser l'influence de la puissance, du coefficient d'échange convectif ou encore de la conductivité thermique de la paroi sur les profils de température et sur la sensibilité des ailettes aux gaz incondensables.

III.1. État de l'art sur la modélisation des caloducs contenant des gaz incondensables

De nombreux chercheurs ont étudié l'impact des gaz incondensables sur les performances des caloducs par la modélisation et, dans une moindre mesure, par l'expérience. Les modèles de caloducs contenant des gaz incondensables ont été développés dans les années 1970 pour la conception de caloducs à conductance variable (ou VCHP pour *variable conductance heat pipes*). Les recherches sur ces caloducs se poursuivent, notamment pour les applications spatiales [78-80] ou la gestion thermique des véhicules [81]. Les études les plus récentes portent principalement sur les boucles diphasiques (*loop heat pipes*) [82-88]. Sur les dernières années, les publications concernant les thermosiphons sont rares [89-90]. Les modèles présentent différents niveaux de complexité concernant la prise en compte du phénomène de diffusion de masse à l'interface entre la vapeur et les gaz incondensables, allant de modèles à front plat (absence de diffusion) à des modèles bidimensionnels plus sophistiqués, généralement résolus à l'aide de méthodes numériques.

Les modèles à front plat, tels que celui de Marcus et Fleischman [91] (régime permanent) ou de Faghri et Harley [92] (régime transitoire), impliquent de nombreuses approximations mais sont largement utilisés car ils constituent un outil simple et suffisamment précis pour le dimensionnement

des caloducs, en particulier lorsqu'ils incluent la conduction axiale dans la paroi. Les modèles à front plat considèrent une frontière nette entre la vapeur et les gaz incondensables. Les incondensables forment un bouchon à l'extrémité du condenseur et constituent une barrière pour l'écoulement et la diffusion de la vapeur. Deux zones sont ainsi définies au sein du condenseur : une zone active dans laquelle les gaz incondensables sont absents, et une zone inactive dans laquelle ils empêchent la condensation de la vapeur.

Les modèles de diffusion unidimensionnels sont physiquement plus réalistes que les modèles à front plat car ils incluent l'effet de la diffusion axiale sur le front entre la vapeur et les gaz incondensables grâce à la loi de diffusion de Fick. Toutefois, ils nécessitent généralement une résolution itérative. Plusieurs auteurs ont développé des modèles 1D pour les caloducs capillaires [93-96], dans lesquels une conductivité thermique équivalente de la structure capillaire remplie de liquide est estimée. Pour les thermosiphons, en revanche, l'épaisseur du film de condensat doit être connue en chaque position axiale afin d'évaluer la résistance thermique supplémentaire induite. Par conséquent, les modèles de caloducs capillaires ne sont pas directement applicables aux thermosiphons. Dans la littérature, les modèles de thermosiphons sont, pour la plupart, bidimensionnels et tiennent compte de la diffusion axiale et radiale.

Les modèles bidimensionnels sont les plus rigoureux et les plus précis, mais ils nécessitent un temps de calcul significatif. Rohani et Tien [97] et Harley et Faghri [98] ont développé un modèle 2D de caloduc capillaire contenant des gaz incondensables, respectivement en régime permanent et transitoire. Concernant les modèles de diffusion 2D pour les thermosiphons, de nombreuses études sont basées sur le travail de Hijikata *et al.* [99], comme celles de Peterson et Tien [100] ou de Zhou et Collins [101]. Le modèle de Hijikata aborde la condensation d'une vapeur pure saturée en ascension dans un tube, tel que schématisé sur la figure III-1. Le front entre la vapeur et les gaz incondensables est de forme parabolique. En effet, la diffusion radiale est prise en compte et entraîne l'accumulation des gaz incondensables à l'interface liquide-vapeur, retardant ainsi la condensation. En 1994, Harley et Faghri [102] ont présenté un modèle bidimensionnel transitoire pour les thermosiphons, incluant la conduction thermique axiale et radiale dans la paroi et la vapeur. L'épaisseur du film de liquide, quant à elle, est modélisée par l'équation de Nusselt. Plus récemment, Yuan *et al.* (2020) [90] ont développé une simulation CFD bidimensionnelle en régime transitoire pour analyser les performances d'un thermosiphon contenant des gaz incondensables.

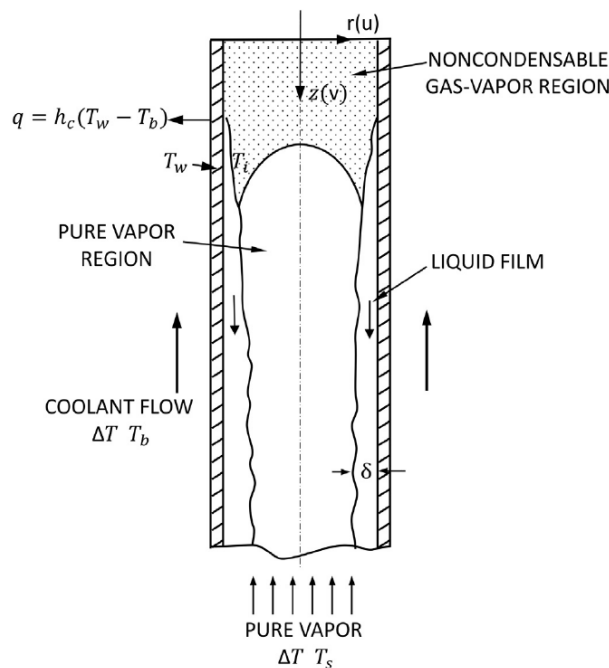


Figure III-1 : Schéma de principe du modèle de Hijikata *et al.* [99] pour la condensation en présence de gaz incondensables dans un thermosiphon diphasique

La littérature indique qu'une petite quantité de gaz incondensables peut dégrader considérablement les transferts par condensation et, par conséquent, les performances d'un caloduc. Lorsque la masse de gaz incondensables augmente à puissance constante, la zone active du condenseur est réduite, ce qui entraîne une température de fonctionnement plus élevée. Cet effet est non linéaire par nature [102]. En outre, la conduction axiale dans la paroi influence fortement les prédictions concernant la position du front et les profils de température [91-93,102]. Or, des caloducs métalliques sont considérés dans la grande majorité des travaux cités, à l'exception de ceux de Peterson et Tien. Ces derniers ont en effet testé un thermosiphon en verre contenant des gaz incondensables et refroidi par une circulation d'eau [103]. Ils ont également appliqué leur modèle [100] à des parois ayant une faible conductance thermique et au cas d'un refroidissement externe peu efficace (coefficients d'échange convectif réduits). Cependant, le modèle de Peterson et Tien n'inclut pas la conduction radiale à travers la paroi et le film de condensat, et il ne peut être utilisé que si la conduction thermique dans la paroi est dominante ou négligeable [6]. D'autres auteurs ont réalisé des essais avec de faibles coefficients d'échange externe [93,97] mais, à notre connaissance, ceux-ci n'ont jamais été associés à une paroi à faible conductance.

L'originalité de l'étude menée dans ce chapitre réside dans la combinaison d'une paroi en polymère ayant une faible conductance thermique et d'un refroidissement par air, avec des coefficients d'échange convectif de l'ordre de $80 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. L'objectif est de caractériser, grâce à la comparaison de condenseurs en polymère et en aluminium, l'influence de la conductivité thermique de la paroi sur la température des ailettes creuses et sur leurs performances en présence de gaz incondensables. Les influences de la puissance transférée, de la masse d'incondensables et du coefficient d'échange convectif sont également étudiées.

À l'issue de l'étude bibliographique, une approche 1D à front de diffusion est choisie : ce type de modèle constitue un compromis satisfaisant entre précision et temps de calcul. Certains auteurs [99-100] ont essayé de discerner quand les effets 2D doivent être pris en compte dans les thermosiphons. Ils ont défini des paramètres adimensionnels pour caractériser l'importance de ces effets en fonction, par exemple, de la géométrie et des propriétés des tubes, du fluide de travail, de la masse de gaz incondensables ou du coefficient de diffusion (voir annexe D, section D.1.2.1). L'estimation de ces paramètres montre que, pour les condenseurs constitués de tubes de 5,3 mm de diamètre intérieur étudiés dans ce chapitre, la diffusion radiale est négligeable. Cette déduction est issue de modèles de la littérature validés uniquement pour des thermosiphons de diamètre 3 ou 4 cm, mais elle sera confirmée par la suite.

III.2. Description du modèle de condensation en film dans un tube vertical en présence de gaz incondensables

Le modèle développé considère la condensation en film en présence de gaz incondensables à l'intérieur d'une ailette tubulaire du condenseur. Il se rapproche du modèle d'Edwards et Marcus [93]. Cependant, ce dernier concerne un caloduc capillaire alors que la chambre de vapeur étudiée ici fonctionne comme un thermosiphon. Le présent modèle doit donc tenir compte de l'évolution de l'épaisseur du film de condensat le long du tube. La diffusion de masse axiale est considérée, ainsi que la conduction thermique axiale et radiale dans la paroi de l'ailette.

Le schéma de principe du modèle, présenté sur la figure III-2, est assez similaire à celui de Hijikata [99] (figure III-1). Il consiste en une ailette tubulaire creuse de hauteur H_{tot} et de rayons intérieur et extérieur r_{int} et r_{ext} . Le tube est fermé à son extrémité supérieure. Lorsque la chambre de vapeur fonctionne, les gaz incondensables sont transportés vers le condenseur par l'ascension de la vapeur et s'accumulent à l'extrémité du tube, formant une barrière pour la vapeur. Dans certains cas, en fonction de la quantité de gaz incondensables et des conditions de fonctionnement, cela conduit à un arrêt complet de la condensation dans la partie supérieure du tube. Le transfert de chaleur est alors négligeable dans cette région, de même que l'épaisseur du film de condensat δ . La chambre de vapeur fonctionne en régime permanent et les gaz incondensables sont stationnaires.

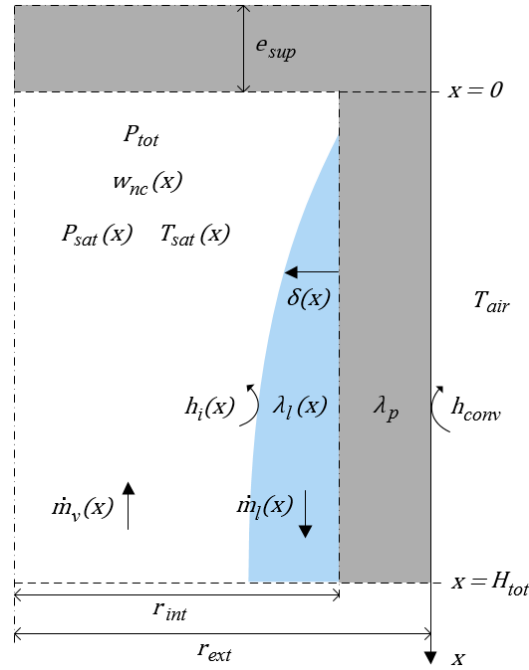


Figure III-2 : Modèle de condensation en film à l'intérieur d'un tube vertical en présence de gaz incondensables

Un modèle hydrodynamique 1D couplé à l'équation de diffusion de Fick et à un modèle thermique est présenté par la suite pour une ailette creuse axisymétrique. Le modèle hydrodynamique est similaire aux travaux exposés dans la littérature [104]. La fraction massique en gaz incondensables w_{nc} est maximale pour $x = 0$. Elle diminue progressivement jusqu'à atteindre $w_{nc} = 0$ en $x = H_{tot}$. En effet, la vapeur est considérée comme pure à l'entrée du tube. De plus, les pertes de charge au sein l'écoulement de la vapeur sont négligées : la pression totale est uniforme dans l'ensemble du tube. En revanche, les propriétés du mélange entre la vapeur saturée et les gaz incondensables varient en fonction de x en raison de la diffusion axiale, de la convection et de la condensation en film.

III.2.1 Modélisation hydrodynamique

Le tube est divisé longitudinalement en plusieurs volumes élémentaires de hauteur dx pour lesquels les équations de bilan sont développées. Les équations de conservation de la masse et de l'énergie pour le liquide et la vapeur s'écrivent :

$$\frac{d\dot{m}_l}{dx} dx = \frac{\dot{q}}{h_{lv}} dx \quad (\text{III-1})$$

$$\frac{d\dot{m}_v}{dx} dx = -\frac{\dot{q}}{h_{lv}} dx \quad (\text{III-2})$$

où x est la position axiale le long du tube, \dot{m} est le débit massique, \dot{q} est le flux de chaleur linéique calculé dans le modèle thermique (partie III.2.3) et h_{lv} est la chaleur latente de vaporisation du fluide. Les indices l et v désignent le liquide et la vapeur, respectivement.

L'expression du bilan de quantité de mouvement pour le liquide est issue d'une publication de Lips *et al.* [104], qui ont montré dans des conditions comparables à celles de la présente étude que les contraintes interfaciales et la quantité de mouvement dû à la condensation étaient négligeables :

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l^2)}{dx} dx = -A_l \frac{dP_l}{dx} dx + \rho_l g A_l \sin \alpha dx - |\tau_{lp}| L_{lp} dx \quad (\text{III-3})$$

P est la pression, A est la section de passage transversale, u la vitesse débitante, ρ la masse volumique, g l'accélération gravitationnelle, α l'inclinaison du tube mesurée par rapport à l'horizontale, τ la contrainte de cisaillement et L la longueur mouillée. L'indice p désigne la paroi.

Puisque la pression totale est supposée uniforme au sein du tube et que $\alpha = \pi/2$, l'équation (III-3) devient :

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l^2)}{dx} dx = \rho_l g A_l dx - |\tau_{lp}| L_{lp} dx \quad (III-4)$$

De chaque côté du volume de contrôle, la section de passage du liquide varie (figure III-3). En introduisant l'épaisseur du film liquide δ et sachant que

$$\begin{cases} u_l = \dot{m}_l / \rho_l A_l \\ A_l = \pi \delta (2r_{int} - \delta) \end{cases} \quad (III-5)$$

$$\begin{cases} L_{lp} = 2\pi r_{int} \end{cases} \quad (III-6)$$

$$\quad (III-7)$$

l'équation du bilan de quantité de mouvement pour le liquide peut être réorganisée telle que :

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{\delta(2r_{int} - \delta)}{\dot{m}_l(r_{int} - \delta)} \frac{d\dot{m}_l}{dx} + \rho_l \left(\frac{\pi\delta}{\dot{m}_l} \right)^2 \frac{(2r_{int} - \delta)^2}{2(r_{int} - \delta)} [2r_{int} |\tau_{lp}| - \rho_l g \delta (2r_{int} - \delta)] \quad (III-8)$$

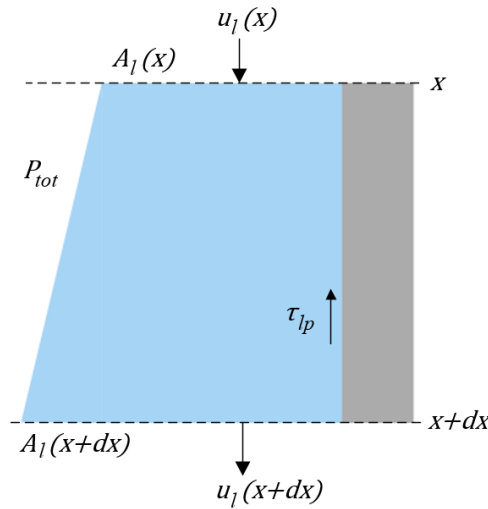


Figure III-3 : Volume de contrôle dans l'écoulement liquide

Pour le calcul de la contrainte pariétale, l'écoulement du liquide est supposé laminaire :

$$\tau_{lp} = \frac{1}{2} \rho_l u_l^2 f \quad \text{avec} \quad f = \frac{Po}{Re} \quad (III-9)$$

où f est le coefficient de frottement, Po le nombre de Poiseuille et Re le nombre de Reynolds.

Comme la contrainte interfaciale est faible par rapport à la contrainte liquide-paroi, l'interface liquide-vapeur peut être assimilée à une interface libre pour l'écoulement liquide [104]. Ainsi, les nombres de Poiseuille et de Reynolds sont déterminés en considérant un écoulement entre deux plaques parallèles de largeur $2\pi r_{int}$ espacées de 2δ . Pour un écoulement développé, Shah et London [105] donnent :

$$f Re = 24 \quad (III-10)$$

et le nombre de Reynolds peut être exprimé tel que :

$$Re = \frac{\rho_l u_l D_h}{\mu_l} \quad \text{avec} \quad D_h = \frac{4\pi r_{int} \delta}{\pi r_{int} + \delta} \quad (III-11)$$

où D_h est le diamètre hydraulique et μ la viscosité dynamique.

En considérant $r_{int} \gg \delta$, l'équation (III-11) se réduit à :

$$Re = \frac{4\rho_l u_l \delta}{\mu_l} \quad (III-12)$$

En combinant les équations (III-9), (III-10) et (III-12), la contrainte pariétale devient :

$$\tau_{lp} = \frac{3u_l \mu_l}{\delta} \quad (III-13)$$

III.2.2 Diffusion des gaz incondensables dans la vapeur

L'application de la loi de Fick aux gaz incondensables, en tenant compte de la convection et de la diffusion de masse, aboutit à l'équation [6] :

$$\dot{m}_{nc} = w_{nc}(\dot{m}_v + \dot{m}_{nc}) - \rho_g A_v \mathcal{D} \frac{dw_{nc}}{dx} \quad (\text{III-14})$$

où w est la fraction massique et \mathcal{D} le coefficient de diffusion des gaz incondensables dans la vapeur. Les indices nc et g désignent respectivement les gaz incondensables et le mélange de gaz (vapeur et incondensables). La section de passage de la vapeur s'exprime comme :

$$A_v = \pi(r_{int} - \delta)^2 \quad (\text{III-15})$$

Puisque les gaz incondensables sont supposés stationnaires, $\dot{m}_{nc} = 0$ et l'équation (III-14) peut être réécrite telle que :

$$\frac{dw_{nc}}{dx} = \frac{w_{nc} \dot{m}_v}{\rho_g \pi (r_{int} - \delta)^2 \mathcal{D}} \quad (\text{III-16})$$

La fraction massique en gaz incondensables est calculée par la relation :

$$w_{nc} = \frac{\rho_{nc}}{\rho_v + \rho_{nc}} \quad (\text{III-17})$$

Les coefficients de diffusion en phase gazeuse dépendent de la taille et de la masse des molécules de l'espèce considérée, mais également des conditions de pression et de température. Tang *et al.* [106] ont recensé les coefficients de diffusion en phase gazeuse de nombreux composés, dont le n-pentane et l'éthanol dans l'air à 298 K. Ils utilisent des coefficients de diffusion indépendants de la pression, notés ici \mathcal{D}_P . Ce paramètre est parfois appelé diffusivité et son unité SI est le $\text{Pa} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ainsi, le coefficient de diffusion \mathcal{D} dans l'équation (III-16) inclut les effets de la pression et de la température par la relation suivante [106] :

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{D}_P(T_{ref})}{P_{tot}} \cdot \left(\frac{T_{sat}}{T_{ref}} \right)^{1,75} \quad (\text{III-18})$$

où T_{ref} est la température de référence donnée par Tang *et al.* [106] pour le coefficient de diffusion et T_{sat} la température de la vapeur saturée. Les coefficients de diffusion binaire proposés par Tang *et al.* ont été mesurés pour des gaz à l'état de « traces » dans l'atmosphère. Ces conditions sont relativement éloignées de celles mises en jeu au sein d'un caloduc. Cependant, dans la littérature, les données sur les coefficients de diffusion sont rares et cette publication est la seule que nous ayons trouvée fournissant les valeurs nécessaires à la présente étude. Selon Tang *et al.* [106], \mathcal{D} est une fonction de la pression du gaz « support » de la diffusion : cette dernière a été approximée dans l'équation (III-18) par la pression totale P_{tot} , somme des pressions partielles de la vapeur et des gaz incondensables.

En assimilant les gaz incondensables à un gaz parfait, la masse volumique du mélange apparaissant dans l'équation (III-16) s'exprime comme la somme des masses volumiques partielles :

$$\rho_g = \rho_v + \rho_{nc} = \rho_v + \frac{\bar{M}_{nc}(P_{tot} - P_v)}{\bar{R} T_{sat}} \quad (\text{III-19})$$

où \bar{M} est la masse molaire et \bar{R} est la constante universelle des gaz parfaits. Dans chaque volume de contrôle, on suppose que les gaz et la vapeur sont à la même température T_{sat} , température de saturation de la vapeur à la pression P_v . La pression de la vapeur dépend de la fraction massique en gaz incondensables w_{nc} et est calculée en chaque position axiale par la relation suivante :

$$P_v = \frac{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc})}{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc}) + \bar{M}_v w_{nc}} P_{tot} \quad (\text{III-20})$$

III.2.3 Modélisation thermique

Dans le modèle thermique comme dans le modèle hydrodynamique, le tube est divisé axialement en plusieurs volumes élémentaires de hauteur dx (figure III-4). La conduction dans la paroi est

modélisée par deux résistances thermiques constantes : $R_{th,p,ax}$ dans la direction axiale et $R_{th,p,rad}$ dans la direction radiale. Aux extrémités supérieure et inférieure, la conduction axiale dans le bouchon cylindrique ($R_{th,sup}$) et à travers la partie du tube assurant l'assemblage avec la plaque du condenseur ($R_{th,inf}$) est considérée. Concernant le refroidissement par convection forcée, le coefficient d'échange h_{conv} entre la paroi extérieure et l'air est supposé constant et indépendant de la température de la paroi. La température de l'air est également constante.

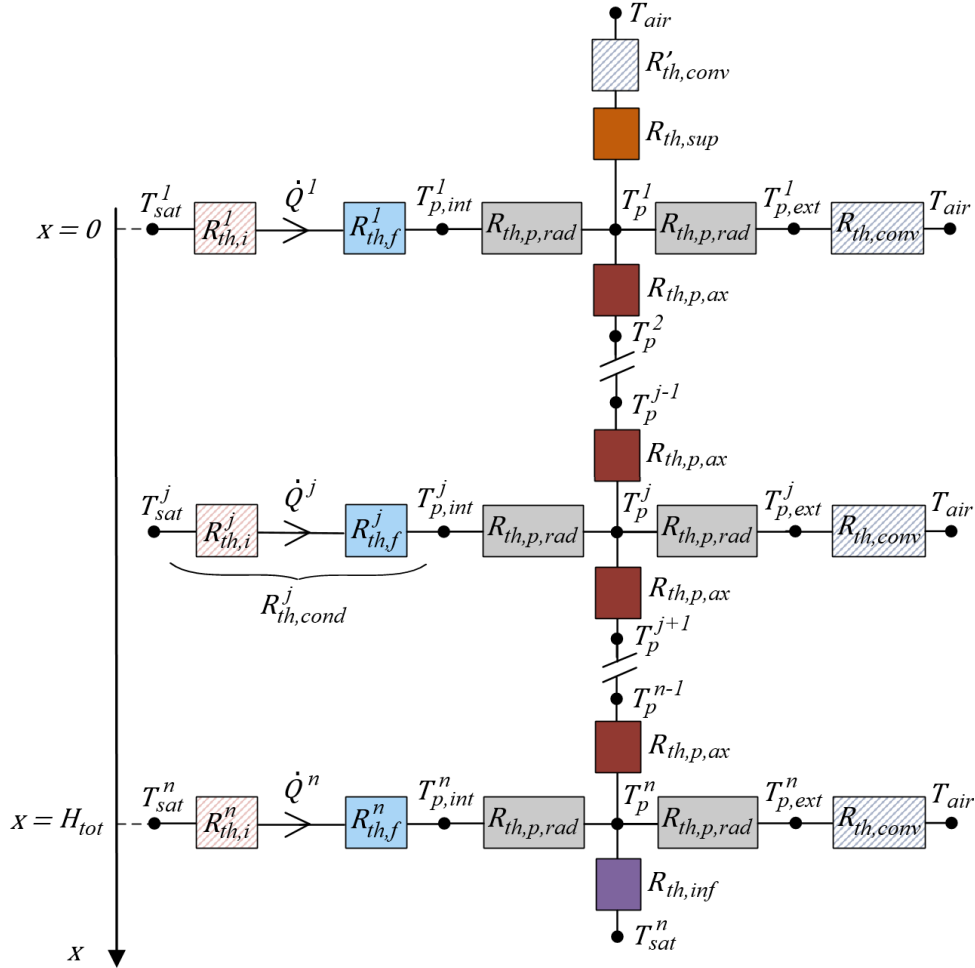


Figure III-4 : Schéma électrique équivalent pour le modèle thermique

À l'intérieur du tube, il faut tenir compte du changement de phase à l'interface liquide-vapeur et de la conduction à travers le film de condensat. Pour cela, deux résistances thermiques locales $R_{th,i}$ et $R_{th,f}$ sont définies. Elles sont calculées en chaque nœud j le long de l'axe x :

$$\begin{cases} R_{th,i}^j = \frac{1}{2\pi(r_{int} - \delta^j)dxh_i^j} & \text{(III-21)} \\ R_{th,f}^j = \frac{1}{2\pi r_{int} dx h_f^j} \quad \text{avec} \quad h_f^j = \frac{\lambda_l^j}{\delta^j} & \text{(III-22)} \end{cases}$$

Les indices i et f désignent respectivement l'interface liquide-vapeur et le film de condensat. La conduction thermique longitudinale dans le film est négligée, ainsi que la conduction dans la phase gazeuse. L'évolution axiale de l'épaisseur de film δ , ainsi que celle de la température et de la pression, dont dépendent les propriétés du liquide, sont données par le couplage des modèles hydrodynamique et de diffusion décrits précédemment. La procédure de résolution itérative est détaillée dans la section III.2.4.

À l'interface liquide-vapeur, le coefficient d'échange h_i est issu de la théorie cinétique des gaz [107] :

$$h_i^j = \frac{2a_c}{2 - a_c} \frac{\rho_v^j (h_{lv}^j)^2}{T_{sat}^j} \frac{1}{\sqrt{2\pi \frac{\bar{R}}{M_v} T_{sat}^j}} \left(1 - \frac{P_v^j}{2\rho_v^j h_{lv}^j}\right) \quad (\text{III-23})$$

où a_c est le coefficient d'accommodation. Comme mentionné dans [104], ce coefficient est très difficile à déterminer expérimentalement, donc mal référencé dans la littérature. De plus, le coefficient h_i donné dans l'équation (III-23) ne prend pas en compte l'effet des gaz incondensables sur la condensation lorsqu'ils s'accumulent à l'interface liquide-vapeur. De nombreux travaux portent sur la condensation en présence de gaz incondensables et sont synthétisés dans la revue de Huang *et al.* (2015) [108]. Plusieurs corrélations sont disponibles dans la littérature pour prédire le coefficient d'échange : certaines sont empiriques et d'autres semi-théoriques. Les corrélations semi-théoriques sont basées sur l'analogie entre transferts de chaleur et de masse. Elles sont plus polyvalentes que les formules empiriques, mais nécessitent généralement une résolution itérative. L'influence du coefficient d'échange h_i calculé à l'aide de ces corrélations est étudiée en annexe E, montrant que la diffusion radiale a un impact négligeable sur les profils de température par rapport à la diffusion axiale dans les conditions étudiées.

La conservation de l'énergie dans chaque volume de contrôle conduit au système d'équations linéaires suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{sat}^1 - T_p^1}{R_{th,i}^1 + R_{th,f}^1 + R_{th,p,rad}^1} + \frac{T_p^2 - T_p^1}{R_{th,p,ax}^1} = \frac{T_p^1 - T_{air}}{R_{th,p,rad}^1 + R_{th,conv}^1} + \frac{T_p^1 - T_{air}}{R_{th,sup}^1 + R_{th,conv}^1} \quad \text{pour } x = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-24})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{sat}^j - T_p^j}{R_{th,i}^j + R_{th,f}^j + R_{th,p,rad}^j} + \frac{T_p^{j+1} - T_p^j}{R_{th,p,ax}^j} = \frac{T_p^j - T_{air}}{R_{th,p,rad}^j + R_{th,conv}^j} + \frac{T_p^j - T_p^{j-1}}{R_{th,p,ax}^j} \quad \text{si } 0 < x < H_{tot} \end{array} \right. \quad (\text{III-25})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{sat}^n - T_p^n}{R_{th,i}^n + R_{th,f}^n + R_{th,p,rad}^n} + \frac{T_{sat}^n - T_p^n}{R_{th,inf}^n} = \frac{T_p^n - T_{air}}{R_{th,p,rad}^n + R_{th,conv}^n} + \frac{T_p^n - T_p^{n-1}}{R_{th,p,ax}^n} \quad \text{pour } x = H_{tot} \end{array} \right. \quad (\text{III-26})$$

La résolution des n équations du système se fait en utilisant l'algorithme de Thomas (ou TDMA pour *tridiagonal matrix algorithm*) et permet de calculer les n températures de paroi. L'évolution de la température de saturation, quant à elle, est déterminée à partir du profil de pression partielle de la vapeur donné par le modèle de diffusion des gaz incondensables (partie III.2.2, équation (III-20)).

Le modèle thermique permet finalement de calculer le flux de chaleur linéique, qui est un paramètre d'entrée du modèle hydrodynamique :

$$\dot{q}^j = \frac{\dot{Q}^j}{dx} = \frac{T_{sat}^j - T_p^j}{(R_{th,i}^j + R_{th,f}^j + R_{th,p,rad}^j) dx} \quad (\text{III-27})$$

III.2.4 Procédure de résolution

La procédure de résolution itérative des modèles couplés hydrodynamiques, thermiques et de diffusion est présentée sur la figure III-5. Elle est mise en œuvre sous MATLAB. La géométrie du condenseur (nombre de tubes N , hauteur et rayons des tubes) est une donnée d'entrée du modèle, de même que la conductivité thermique de la paroi λ_p . Les paramètres T_{air} et h_{conv} liés au refroidissement externe et les conditions de fonctionnement de la chambre de vapeur (fluide, puissance totale transférée par les ailettes $\dot{Q}_{ailettes}$) sont également spécifiés. Pour finir, les données d'entrée comprennent la masse totale de gaz incondensables présente dans l'enceinte $m_{nc,tot}$, la masse molaire \bar{M}_{nc} et le coefficient de diffusion \mathcal{D}_p des gaz incondensables dans la vapeur.

1 - La première étape de la procédure est l'initialisation, représentée par des lignes pointillées bleues sur la figure III-5. Pour l'initialisation, la conduction axiale dans la paroi est négligée.

1 - a) En partant de valeurs initiales choisies a priori pour la fraction massique en gaz incondensables au sommet w_{nc}^1 et pour la température de saturation T_{sat}^n à l'entrée du tube, on détermine

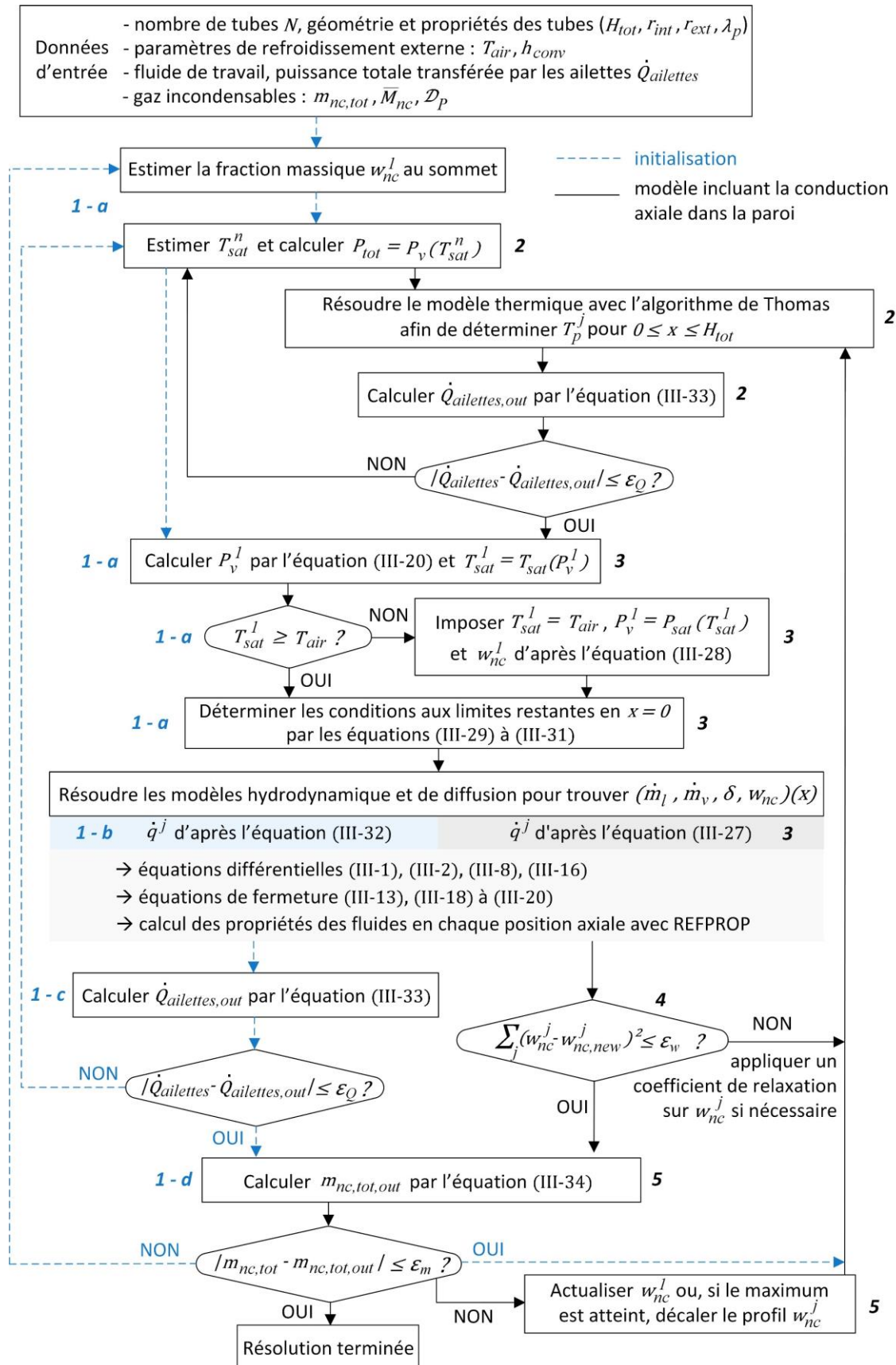


Figure III-5 : Procédure de résolution itérative des modèles hydrodynamique, thermique et de diffusion couplés

la pression totale et les conditions aux limites des modèles hydrodynamique et de diffusion. La pression totale est supposée égale à la pression de la vapeur pure saturée à T_{sat}^n . En d'autres termes, il n'y a pas de gaz incondensables en entrée de tube ($w_{nc} = 0$ en $x = H_{tot}$). Comme la température de saturation ne peut pas être inférieure à T_{air} , la fraction massique w_{nc} est bornée. Sa valeur maximale est évaluée à partir de l'équation (III-20) inversée :

$$w_{nc,max} = \frac{\bar{M}_{nc}(P_{tot} - P_{sat}(T_{air}))}{\bar{M}_{nc}(P_{tot} - P_{sat}(T_{air})) + \bar{M}_v P_{sat}(T_{air})} \quad (III-28)$$

Les conditions aux limites en $x = 0$ sont déterminées comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta = \delta_0 \\ \dot{m}_l = \pi \delta (2r_{int} - \delta) \rho_l u_l \quad \text{avec} \quad u_l = \frac{g \rho_l \delta^2}{3 \mu_l} \\ \dot{m}_v = 0 \end{array} \right. \quad (III-29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_l = \pi \delta (2r_{int} - \delta) \rho_l u_l \quad \text{avec} \quad u_l = \frac{g \rho_l \delta^2}{3 \mu_l} \\ \dot{m}_v = 0 \end{array} \right. \quad (III-30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_l = \pi \delta (2r_{int} - \delta) \rho_l u_l \quad \text{avec} \quad u_l = \frac{g \rho_l \delta^2}{3 \mu_l} \\ \dot{m}_v = 0 \end{array} \right. \quad (III-31)$$

Une étude de sensibilité a montré que les résultats étaient indépendants de l'épaisseur initiale du film δ_0 , qui est fixée à 10^{-7} m. L'expression de u_l dans l'équation (III-30) provient du bilan de quantité de mouvement pour le liquide – équation (III-8) – en considérant $d\delta/dx = dm_l/dx = 0$ et $r_{int} \gg \delta$. La vitesse u_l n'est pas choisie égale à zéro car la matrice à résoudre serait alors quasiment singulière. Toutefois, comme pour δ , sa valeur initiale est négligeable par rapport aux valeurs obtenues quand x augmente.

I - b) Les modèles hydrodynamiques et de diffusion, qui comportent quatre équations différentielles ordinaires couplées, sont résolus à l'aide du solveur *ode23s* de MATLAB et les conditions aux limites déterminées ci-dessus. Plusieurs équations de fermeture sont requises pour exprimer la contrainte liquide-paroi, le coefficient de diffusion et la masse volumique du mélange gazeux (voir figure III-5). Le flux de chaleur linéique est calculé à partir de l'équation (III-32) négligeant la conduction axiale dans la paroi :

$$\dot{q}^j = \frac{T_{sat}^j - T_{air}}{(R_{th,i}^j + R_{th,f}^j + 2R_{th,p,rad} + R_{th,conv}) dx} \quad (III-32)$$

La température de saturation et les propriétés de la vapeur et du liquide utilisées dans le modèle, à savoir ρ_v , h_{lv} , ρ_l , μ_l et λ_l , proviennent de la base de données REFPROP du NIST. Elles sont calculées pour chaque volume de contrôle par des régressions polynomiales implémentées dans MATLAB et les reliant à la température ou la pression partielle de la vapeur.

I - c) La puissance résultante est calculée telle que :

$$\dot{Q}_{ailettes,out} = N \cdot \sum_{x=0}^{H_{tot}} \dot{q}^j dx \quad (III-33)$$

La température T_{sat}^n est ajustée de manière itérative et les étapes *I-a* à *I-c* sont répétées jusqu'à ce que $\dot{Q}_{ailettes,out}$ corresponde à la puissance spécifiée en entrée.

I - d) La masse totale de gaz incondensables est calculée de la manière suivante :

$$m_{nc,tot,out} = N \cdot \sum_{x=0}^{H_{tot}} dm_{nc}^j \quad \text{avec} \quad dm_{nc}^j = \pi (r_{int} - \delta^j)^2 \frac{\bar{M}_{nc}(P_{tot} - P_v^j)}{\bar{R} T_{sat}^j} dx \quad (III-34)$$

La fraction massique initiale w_{nc}^1 est mise à jour et les étapes *I-a* à *I-d* sont répétées jusqu'à ce que le critère de convergence sur la masse totale de gaz incondensables soit satisfait.

2 - Grâce aux données obtenues en sortie des modèles hydrodynamique et de diffusion, le modèle thermique peut être résolu pour trouver les températures de paroi en tenant compte de la conduction axiale. Une fois encore, la température T_{sat}^n est ajustée de manière itérative pour obtenir la puissance souhaitée, qui correspond maintenant à une sortie du modèle thermique.

3 - Une fois le modèle thermique résolu, les modèles hydrodynamique et de diffusion doivent l'être de nouveau. Les conditions aux limites sont déterminées comme dans l'étape *I-a*, avec T_{sat}^n provenant du modèle thermique. En outre, le flux de chaleur linéique est calculé à partir des températures de paroi grâce à l'équation (III-27).

4 - Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à ce que le critère de convergence sur le profil de fraction massique en gaz incondensables soit satisfait. Les paramètres du problème étant étroitement couplés, un coefficient de sous-relaxation sur w_{nc}^j est parfois nécessaire pour que le calcul reste stable.

5 - La masse d'incondensables résultante est calculée à partir de l'équation (III-34) et, si elle ne correspond pas à la valeur d'entrée, w_{nc}^1 est mis à jour et les étapes 2 à 4 sont répétées. Étant donné que w_{nc} est borné, l'ajustement de la fraction massique initiale peut être impossible dans certains cas. En fonction de la différence entre les valeurs de $m_{nc,tot}$ obtenues et souhaitées, l'ensemble du profil est alors décalé vers le bas ou vers le haut du tube avant de résoudre à nouveau le modèle thermique. Par exemple, si la température de saturation est égale à T_{air} en $x = 0$, la valeur de w_{nc}^1 est maximale et une augmentation supplémentaire de la masse déplacera le front de gaz incondensables vers le bas du tube. La résolution itérative se termine lorsque les critères de convergence sur la puissance, sur le profil de fraction massique et sur la masse totale de gaz incondensables sont atteints simultanément.

Pour une puissance et une masse de gaz incondensables données, le modèle calcule finalement l'épaisseur du film de condensat, les débits massiques de vapeur et de liquide et la fraction massique en gaz incondensables le long du tube, ainsi que les profils de température de la paroi et de la vapeur saturée. Le temps de calcul dépend de l'importance de la conduction axiale dans la paroi par rapport aux autres modes de transfert de chaleur. Le modèle a été exécuté sur un ordinateur standard. La configuration de la machine est la suivante : Intel Core i5-4590 (3,30 GHz), 4 GB RAM, 227 GB HDD, OS Windows 7 Pro et MATLAB R2015a 8.5. La conduction thermique axiale étant négligée pour l'initialisation, celle-ci requiert au plus quelques minutes, selon la pertinence de l'estimation initiale de w_{nc}^1 et T_{sat}^n . Pour un tube en polymère, il ne faut que quelques secondes supplémentaires pour résoudre le modèle final car la conduction axiale a un faible impact sur les résultats. Pour un tube en aluminium, en revanche, la résolution complète peut prendre plusieurs dizaines de minutes car la conductivité de la paroi a une influence majeure et doit être augmentée progressivement. Cependant, une fois le modèle résolu pour un jeu de données avec l'aluminium, il est possible d'utiliser les résultats obtenus en tant que valeurs d'initialisation et de faire varier uniquement la puissance ou la masse de gaz incondensables pour accélérer le processus.

III.3. Exploitation du modèle

III.3.1 Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux

Les prédictions du modèle sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus avec les condenseurs en polymère et en aluminium présentés dans la partie II.4.2.2. Les paramètres d'entrée utilisés pour la simulation des conditions expérimentales sont synthétisés dans le tableau III-1. Les géométries modélisées correspondent aux systèmes réels (voir section II.2 pour la description du dispositif expérimental). Pour chaque point de données, le modèle est résolu avec les paramètres $\dot{Q}_{ailettes}$, h_{conv} et T_{air} correspondant aux valeurs mesurées.

Tableau III-1 : Paramètres d'entrée du modèle pour la comparaison avec les essais

Géométrie et propriétés des tubes du condenseur	Conditions de fonctionnement de la chambre de vapeur	
	polymère	aluminium
nombre de tubes N	27	
H_{tot} [mm]	135	100
r_{int} [mm]	2,65	
r_{ext} [mm]	2,95	3,65
λ_p [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	0,2	200
e_{sup} [mm]	10	1
e_{base} [mm]	5	
fluide de travail	n-pentane	
gaz incondensable	air	
\mathcal{D}_p [$Pa \cdot m^2 \cdot s^{-1}$ à 298 K]	0,87 ^[106]	
$\dot{Q}_{ailettes}$ [W]	2 – 50	2 – 40
h_{conv} [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]	85	65
T_{air} [°C]	21 – 24	

Pour le condenseur en polymère, la comparaison des profils de température de la paroi extérieure mesurés (lignes colorées) avec les profils issus du modèle (lignes noires en pointillés) est présentée sur la figure III-6. Comme la masse expérimentale de gaz incondensables est inconnue à cause du dégazage des parois, la valeur d'entrée de $m_{nc,tot}$ est ajustée dans le modèle de manière à obtenir un accord satisfaisant entre les données théoriques et expérimentales pour une puissance $\dot{Q}_{ailettes}$ fixée. Les écarts observés, plus importants à forte puissance, pourraient s'expliquer par la non-homogénéité de la température de l'air refroidissant les ailettes lors des essais.

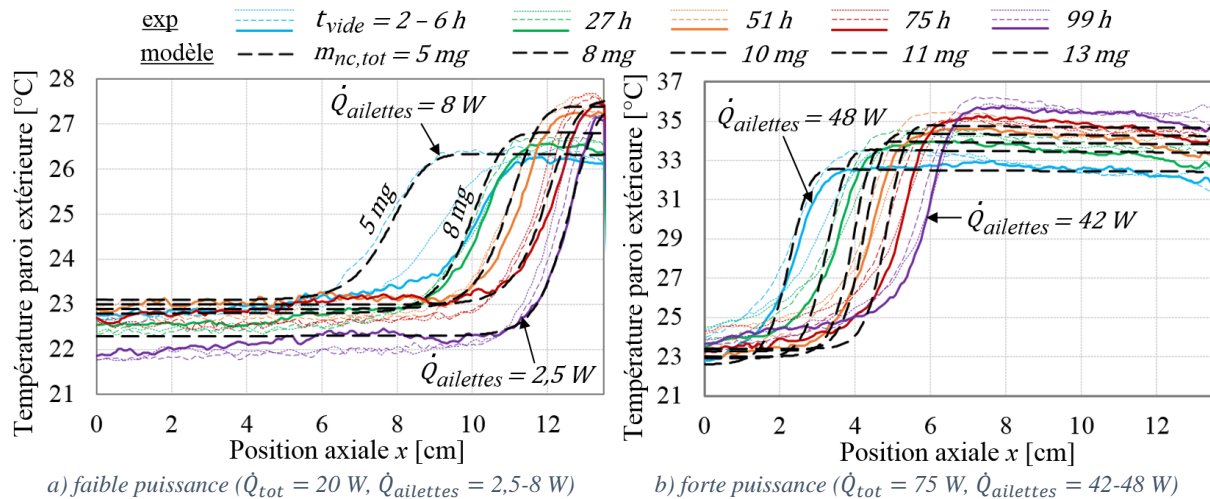


Figure III-6 : Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux pour le condenseur en polymère

Pour le condenseur en aluminium, la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux issus du modèle est présentée sur la figure III-7. La comparaison est faite seulement à forte puissance car le modèle n'est pas applicable lorsque les gaz incondensables occupent toute la hauteur du tube, ce qui se produit si la puissance transférée est très faible. Le modèle suppose en effet l'absence de gaz incondensables en entrée du tube. Comme pour le condenseur en polymère, l'accord entre les profils de température mesurés et ceux prédits numériquement est correct lorsque les masses de gaz incondensables sont ajustées.

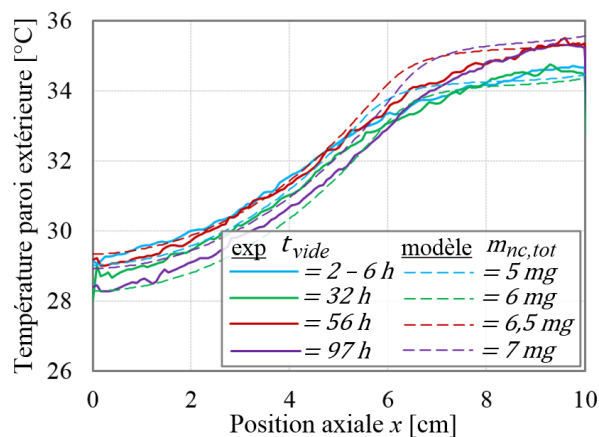


Figure III-7 : Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux pour le condenseur en aluminium à forte puissance ($\dot{Q}_{tot} = 75 \text{ W}$, $\dot{Q}_{ailettes} = 38-39 \text{ W}$)

III.3.2 Étude paramétrique

Une étude paramétrique est menée afin d'évaluer la sensibilité du modèle aux paramètres d'entrée. Un autre objectif est la comparaison de condenseurs en polymère et en aluminium de géométries strictement identiques.

III.3.2.1 Influence des paramètres d'entrée incertains sur le profil de température de la paroi

Parmi les paramètres d'entrée, la masse de gaz incondensables n'est pas la seule à être difficilement évaluable expérimentalement : l'incertitude sur les valeurs de $\dot{Q}_{ailettes}$ et de h_{conv} fournies dans la partie précédente est significative. L'influence de ces paramètres sur le profil de température de la paroi est donc étudiée sur la figure III-8 pour le condenseur en polymère, avec deux puissances différentes. Le modèle permet de dissocier l'effet de la quantité d'incondensables de celui de la puissance, ce qui n'est pas possible expérimentalement car ces paramètres sont couplés lors des essais. En effet, la masse de gaz incondensables impacte la puissance transférée par les ailettes.

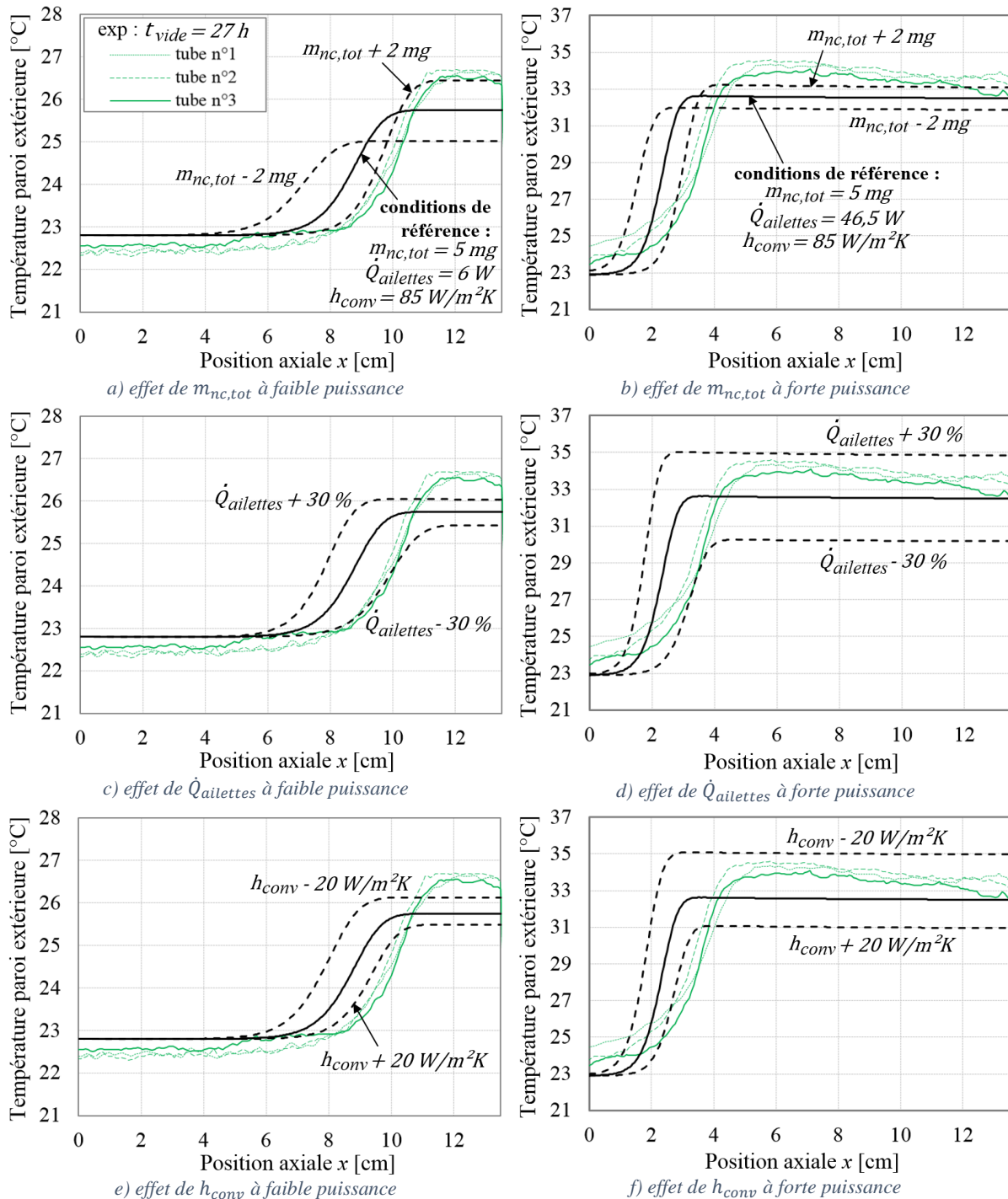


Figure III-8 : Influence des paramètres d'entrée $m_{nc,tot}$, $\dot{Q}_{ailettes}$ et h_{conv} sur le profil de température de paroi pour le condenseur en polymère

Les figures III-8 (a) et (b) montrent que, lorsque $m_{nc,tot}$ augmente, le front est déplacé vers la droite (c'est-à-dire vers la base du tube) car les gaz incondensables occupent un plus grand volume. Pour une puissance donnée, la surface d'échange effective est alors réduite, ce qui entraîne une augmentation de la différence de température entre les extrémités du tube. Cela est cohérent avec l'analyse des résultats expérimentaux détaillée dans le chapitre II.

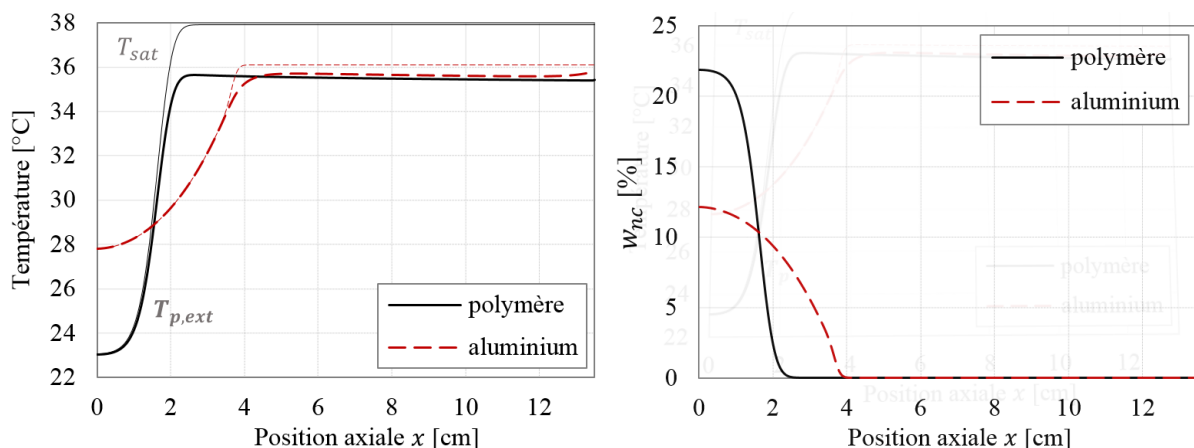
L'influence de la puissance transférée par les ailettes sur le profil de température est présentée sur les figures III-8 (c) et (d). Une puissance accrue déplace le front vers le haut du tube. En outre, une augmentation de $\dot{Q}_{ailettes}$ génère une plus grande différence de température entre les extrémités du tube et un front plus raide. Par conséquent, l'augmentation de la température avec le temps observée expérimentalement (figure III-6) est plutôt due à une augmentation de la masse de gaz incondensables qu'à une diminution de la puissance transférée par les ailettes.

Enfin, l'effet d'une variation de h_{conv} est visible sur les figures III-8 (e) et (f). Puisque le refroidissement externe est limitant, comme expliqué au paragraphe II.4.2.1, la modification de h_{conv} a un impact significatif sur la température de saturation et, ainsi, sur la température en bas d'ailette. Si le coefficient convectif est réduit, l'efficacité du transfert de chaleur l'est également. Par conséquent, T_{sat} et la différence de température entre les extrémités du tube augmentent.

La comparaison des figures III-8 (a), (c), (e) aux figures III-8 (b), (d), (f) montre que le système est particulièrement sensible à la masse de gaz incondensables à faible puissance, tandis qu'à puissance élevée, le profil est davantage affecté par la variation de $\dot{Q}_{ailettes}$ et par le coefficient d'échange convectif.

III.3.2.2 Influence de la conductivité thermique de la paroi sur les profils de température et sur les performances thermiques

Grâce au modèle numérique, les condenseurs en polymère et en aluminium peuvent être comparés en considérant exactement les mêmes dimensions (la référence étant la géométrie du condenseur en polymère indiquée dans le tableau III-1) ainsi que des conditions de fonctionnement identiques. Le seul paramètre variable est alors la conductivité thermique λ_p , qui est mille fois plus élevée pour l'aluminium ($\lambda_p = 200 \text{ W/m.K}$) que pour le polymère ($\lambda_p = 0,2 \text{ W/m.K}$). Le coefficient d'échange h_{conv} est fixé à $100 \text{ W/m}^2.\text{K}$ et la température de l'air à $23 \text{ }^\circ\text{C}$. Le modèle est résolu dans les deux cas pour $\dot{Q}_{ailettes} = 75 \text{ W}$ et $m_{nc,tot} = 5 \text{ mg}$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III-9.



a) profils des températures de saturation et de la paroi extérieure b) profils de fraction massique en gaz incondensables

Figure III-9 : Comparaison des résultats du modèle pour des ailettes en polymère et en aluminium avec $\dot{Q}_{ailettes} = 75 \text{ W}$ et $m_{nc,tot} = 5 \text{ mg}$

Les profils de température de saturation et de paroi sont représentés sur la figure III-9a. Les températures de paroi des condenseurs en polymère et en aluminium sont relativement proches car le refroidissement par air est le phénomène limitant dans les deux cas. La différence observée au sommet

du tube est liée à la conduction longitudinale dans la paroi. En effet, celle-ci est négligeable au sein du polymère et importante dans l'aluminium. Elle tend à lisser les profils de température, conduisant à des valeurs plus élevées au sommet du tube. En ce qui concerne la température de saturation, elle est plus élevée pour les ailettes en polymère en raison d'une résistance de conduction radiale nettement supérieure au cas de l'aluminium. La température de saturation T_{sat}^n à la base du tube est utilisée dans le calcul de la résistance thermique :

$$R_{th, ailettes} = \frac{T_{sat}^n - T_{air}}{\dot{Q}_{ailettes}} \quad (\text{III-35})$$

Selon le modèle, les performances d'un condenseur en aluminium refroidi par air sont meilleures que celles d'un condenseur en polymère de même géométrie : à 75 W, la résistance $R_{th, ailettes}$ augmente d'environ 15 % lorsque du polymère est utilisé à la place de l'aluminium. Ce pourcentage diminue légèrement lorsque $m_{nc, tot}$ augmente car le condenseur en polymère est un peu moins affecté par les gaz incondensables que celui en aluminium. En effet, par rapport à la condensation d'une vapeur pure, la présence de 5 mg d'incondensables entraîne une augmentation de 13 % de la valeur de $R_{th, ailettes}$ avec le condenseur en polymère et de 15 % dans le cas de l'aluminium.

La plus grande sensibilité aux gaz incondensables du condenseur en aluminium peut s'expliquer à l'aide de la figure III-9b, qui présente les profils de fraction massique en gaz incondensables. La fraction massique w_{nc} dépend indirectement de la température de saturation via l'équation (III-20) : elle diminue quand T_{sat} augmente. Comme les températures de paroi et de saturation au sommet du tube sont plus élevées pour l'aluminium en raison d'une conduction axiale significative, la fraction massique en incondensables y est plus faible. Ainsi, le volume occupé dans les ailettes en aluminium est plus important qu'au sein des ailettes en polymère. Par conséquent, la conductivité thermique de la paroi influence la répartition des gaz incondensables, qui affecte à son tour la sensibilité du condenseur aux gaz incondensables.

Dans l'ensemble, la différence entre les condenseurs en aluminium et en polymère refroidis par air est relativement faible en ce qui concerne les performances en l'absence de gaz incondensables, ainsi que la dégradation entraînée par leur présence. Cependant, l'effet de la conductivité de la paroi dépend fortement des conditions de fonctionnement. Des simulations supplémentaires considérant un refroidissement par circulation d'eau ($h_{conv} = 2\,000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$) montrent que l'effet du matériau sur les résultats est d'autant plus important que le refroidissement externe est efficace. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III-10, qui compare l'augmentation de $R_{th, ailettes}$ provoquée par la présence de 1 mg de gaz incondensables pour des condenseurs en polymère ou en aluminium refroidis par air et par eau en fonction de la puissance transférée. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

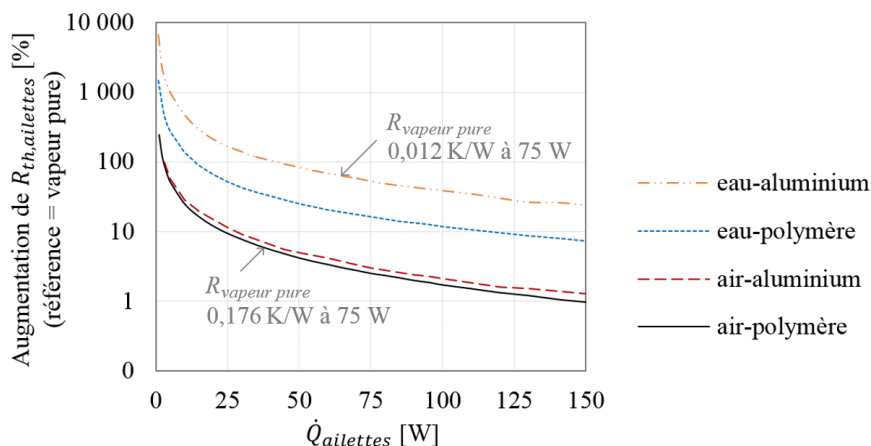


Figure III-10 : Influence du matériau et du refroidissement sur la sensibilité aux gaz incondensables ($m_{nc, tot} = 1 \text{ mg}$)

La valeur de la résistance thermique $R_{th, ailettes}$ diminue entre le premier cas (*air-polymère*) et le dernier (*eau-aluminium*). En l'absence de gaz incondensables, l'impact de l'utilisation de polymère au lieu d'aluminium sur la performance est dix fois plus important pour les condenseurs à eau (+ 200 % sur

$R_{th, ailettes}$ à 75 W) que pour ceux refroidis par air (+ 15 %). Par contre, la sensibilité aux gaz incondensables des condenseurs refroidis par eau est significativement affectée par le choix du matériau, d'où un écart important entre les courbes bleue et orange sur la figure III-10. La présence de gaz incondensables dégrade davantage les performances dans le cas *eau-aluminium* que dans le cas *eau-polymère* : à 75 W, l'augmentation de la résistance thermique s'élève à 50 % dans le premier cas, contre 16 % dans le second. Par comparaison, dans les mêmes conditions, les condenseurs en polymère et en aluminium refroidis par air sont tous deux marginalement affectés par les gaz incondensables : leur résistance thermique augmente de 2,5 % et de 3 %, respectivement.

La figure III-10 montre également que, dans tous les cas et comme observé expérimentalement (partie II.4.2.2), l'impact des gaz incondensables est bien plus important à faible puissance. Il diminue quand $\dot{Q}_{ailettes}$ augmente en raison d'une diminution du volume affecté. En outre, cela n'est pas apparent sur les courbes à cause de l'échelle choisie, mais la diminution est plus lente dans le cas *eau-polymère* que pour les condenseurs refroidis par air, et encore plus lente dans le cas *eau-aluminium*. Par conséquent, un impact prononcé des gaz incondensables persiste pour de plus hautes puissances.

L'influence des gaz incondensables sur les performances thermiques peut être examinée sous un autre angle à l'aide du tableau III-2. Il synthétise la quantité de gaz admissible pour une réduction de performance donnée, ainsi que le taux de fuite correspondant sur 20 ans dans les quatre cas. En considérant que la chambre de vapeur ne contient initialement aucuns gaz incondensables, la résistance thermique à 50 W est donnée dans la colonne de gauche. La masse de gaz incondensables entraînant une augmentation de 50 % de $R_{th, ailettes}$ est calculée par le modèle et reportée dans la colonne centrale. Cette masse est plus élevée pour les condenseurs refroidis par air que par eau, et pour les ailettes en polymère qu'en aluminium. Cela doit être pris en compte lors de la conception de caloducs car la masse admissible influence les exigences en termes d'étanchéité. En considérant une durée de vie de 20 ans et une augmentation acceptable de $R_{th, ailettes}$ de 50 % à 50 W, le taux de fuite admissible est présenté dans le tableau III-2 pour les quatre cas. Le taux de fuite estimé pour le condenseur en aluminium refroidi par eau est cohérent avec les spécifications habituelles dans le domaine spatial [109-110]. Ce condenseur est le plus performant, mais le maintien de ses performances dans le temps est délicat. Utiliser un matériau polymère dans les mêmes conditions (*eau-polymère*) augmente d'un facteur trois la résistance initiale, mais autorise un taux de fuite également trois fois plus grand. Les condenseurs refroidis par air sont les moins sensibles à la génération de gaz incondensables.

Tableau III-2 : Comparaison de la masse de gaz incondensables et du taux de fuite admissibles pour les quatre cas

Objectif de performance :	$R_{th, ailettes} = R_{vapeur\ pure} + 50\%$	à 50 W	après 20 ans	
	$R_{vapeur\ pure}$ à 50 W [K/W]	masse de gaz admissible [mg]	taux de fuite admissible [$\mu\text{g/j}$]	[Ncm^3/s]
ailettes en polymère refroidies par air	0,175	12,2	1,7	$1,5 \times 10^{-5}$
ailettes en aluminium refroidies par air	0,151	10,5	1,4	$1,3 \times 10^{-5}$
ailettes en polymère refroidies par eau	0,035	2,0	0,3	$2,5 \times 10^{-6}$
ailettes en aluminium refroidies par eau	0,011	0,6	0,1	$7,5 \times 10^{-7}$

III.4. Conclusions

Suite aux essais expérimentaux menés dans le chapitre II, un modèle numérique de condensation en film à l'intérieur d'un tube vertical en présence de gaz incondensables a été développé afin de mieux comprendre l'effet des gaz incondensables dans les condenseurs à ailettes creuses. Le modèle prend en compte les phénomènes hydrodynamiques, la diffusion de masse dans la direction longitudinale et la conduction thermique 2D dans la paroi. Dans un premier temps, les prédictions du modèle sont comparées aux résultats expérimentaux : en utilisant la masse de gaz incondensables comme paramètre d'ajustement, un accord satisfaisant est obtenu entre les profils de température de paroi issus du modèle et ceux mesurés sur les ailettes en polymère et en aluminium. En plus de la masse de gaz incondensables,

plusieurs autres paramètres d'entrée tels que la puissance $\dot{Q}_{\text{ailettes}}$ ou le coefficient d'échange externe h_{conv} influencent les résultats de la modélisation. Leur effet sur les profils de température est étudié par une analyse paramétrique, de même que celui de la conductivité thermique de la paroi. Cette dernière impacte les performances du condenseur, qui sont évidemment meilleures pour les matériaux à forte conductivité thermique, mais aussi le volume occupé par les gaz incondensables au sein des ailettes. Lorsque tous les autres paramètres sont fixés, le volume occupé et l'impact des gaz incondensables sur la résistance thermique augmentent avec la conductivité thermique de la paroi. En d'autres termes, les condenseurs en aluminium sont plus sensibles aux gaz incondensables que ceux en polymère, et la différence est d'autant plus importante que le refroidissement externe est efficace. Les exigences en termes d'étanchéité, généralement critiques pour la conception et la fabrication des caloducs, pourraient donc être assouplies lorsque l'utilisation de polymère est envisagée pour une application donnée.

Au-delà de l'occupation des ailettes par des gaz incondensables, bien d'autres phénomènes impactent les performances thermiques d'une chambre de vapeur à ailettes creuses. Les phénomènes hydrodynamiques siégeant dans l'enceinte, notamment au condenseur, sont abordés en détail dans la partie suivante. Le chapitre IV aborde l'influence du fluide et du diamètre des ailettes creuses sur les phénomènes hydrodynamiques. La visualisation des phénomènes sera couplée à des mesures de pression et de température. Différents régimes de fonctionnement seront ainsi identifiés. Lorsque le fluide utilisé est l'eau et que les tubes sont de petit diamètre, des bouchons de liquide se forment dans les ailettes et un blocage capillaire du condenseur est mis en évidence. Ce blocage dégrade significativement les performances. Ainsi, dans un second temps, différentes pistes seront explorées afin de déstabiliser les bouchons de liquide (chapitre V) et de favoriser le drainage du condensat vers l'évaporateur (chapitre VI). En particulier, l'effet d'une modification de la section transversale des ailettes creuses sera étudié théoriquement et expérimentalement.

Partie II

Analyse phénoménologique

Chapitre IV : Influence du fluide et du diamètre des ailettes sur les phénomènes hydrodynamiques

Les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre II montrent que le refroidissement par convection forcée limite les performances de la chambre de vapeur à ailettes creuses. Ainsi, améliorer le refroidissement au niveau des ailettes est un axe à privilégier pour atteindre de meilleures performances. Cette amélioration passe par une réduction du diamètre des tubes permettant, d'une part, une augmentation du coefficient d'échange convectif (d'ordre $\sim 1/\sqrt{D}$ d'après l'annexe B) et, d'autre part, une augmentation de la surface d'échange spécifique par tube (proportionnelle à $1/D$). Autrement dit, la réduction du diamètre permet d'augmenter la surface d'échange convective en augmentant le nombre de tubes. Cependant, dans cette recherche d'une meilleure efficacité du refroidissement externe, les phénomènes ayant lieu à l'intérieur des ailettes creuses ne doivent pas être omis. En effet, la réduction du diamètre des tubes entraîne une augmentation de l'impact des forces capillaires par rapport aux forces gravitaires et, potentiellement, une accumulation de liquide dans les ailettes [7,31]. L'étude des phénomènes hydrodynamiques siégeant dans les chambres de vapeur à ailettes creuses est donc nécessaire pour un dimensionnement pertinent.

Les publications portant sur les chambres de vapeur à ailettes creuses sont assez restreintes du point de vue de l'analyse phénoménologique, comme le montre le chapitre I. L'étude bibliographique est donc étendue dans ce chapitre aux phénomènes hydrodynamiques dans les thermosiphons diphasiques tubulaires. En effet, chaque ailette creuse se comporte comme un condenseur de caloduc monotubulaire, tant que le couplage entre l'évaporateur et le condenseur reste faible. Une campagne d'essais expérimentaux est ensuite menée afin de visualiser les phénomènes au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses. L'influence du fluide de travail et du diamètre des ailettes sur les régimes de fonctionnement est étudiée.

IV.1. Phénomènes hydrodynamiques dans les thermosiphons diphasiques tubulaires

L'analyse bibliographique présentée dans cette partie se restreint aux thermosiphons tubulaires, dont la géométrie simple se rapproche de celle d'un condenseur à ailettes creuses. Suivant le diamètre et la hauteur du thermosiphon, les phénomènes à l'évaporateur et au condenseur peuvent y être fortement couplés. Ce couplage est a priori moins important dans les chambres de vapeur à ailettes creuses, mais peut tout de même exister si la hauteur de l'évaporateur est réduite.

IV.1.1 Visualisation des phénomènes hydrodynamiques

Bien que les thermosiphons diphasiques fassent l'objet de recherches depuis plusieurs décennies, l'analyse phénoménologique en lien avec les performances thermiques est un aspect historiquement négligé [111], en partie car une telle approche couplée est difficile à mettre en œuvre dans la pratique [3]. Quelques visualisations ont été réalisées dans les années 1980 et 90, principalement à l'évaporateur [112,36-39], mais il a fallu attendre l'étude de Smith *et al.* [2-3] parue en 2018 pour avoir accès à des images sur toute la longueur d'un thermosiphon en fonctionnement. Smith *et al.* ont analysé les performances d'un thermosiphon en saphir entièrement transparent : ils ont étudié à la fois les régimes de fonctionnement [2] et les coefficients d'échange associés [3]. Leur étude s'intéresse spécifiquement aux mécanismes de l'ébullition. Bien que ceux-ci ne soient pas au cœur du présent mémoire, ils peuvent impacter le condenseur en cas de confinement important. Le degré de confinement est quantifié par le ratio entre la longueur capillaire du fluide κ^{-1} et le diamètre hydraulique du tube,

appelé nombre de confinement [4] :

$$Co = \frac{\kappa^{-1}}{D_h} \quad \text{avec} \quad \kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (IV-1)$$

où σ est la tension superficielle du liquide. Lorsque le diamètre des bulles formées est comparable à celui du tube, les phénomènes observés sont très différents de ceux attendus habituellement dans un thermosiphon (i.e. ébullition nucléée avec formation continue de petites bulles et condensation en film) [2]. Pour un écoulement en canal, l'effet du confinement se manifeste si $Co > 0,3$ [113], mais son influence a été observée par Smith *et al.* [2] dès $Co \sim 0,2$. Le thermosiphon testé par ces auteurs a un diamètre intérieur de 8 mm et une hauteur de 50 cm, dont 10 cm sont dédiés à l'évaporateur et 20 cm au condenseur (refroidi par une circulation d'eau). Plusieurs fluides de travail ont été utilisés afin d'étudier une large gamme de nombres de confinement malgré un diamètre invariable (tableau IV-1).

Tableau IV-1: Fluides de travail utilisés dans l'étude de Smith *et al.* [2]

Working Fluid	κ^{-1}	Bo	Co
Water	2.51-2.72 mm	8.65-10.2	0.31-0.34
Ethanol	1.55-1.65 mm	23.4-26.6	0.19-0.21
HFE-7000	0.94-1.00 mm	63.9-72.6	0.117-0.125

Smith *et al.* [2] émettent l'hypothèse que, pour les thermosiphons diphasiques au sein desquels les effets gravitaires sont dominants (par rapport aux effets d'inertie et de la tension de surface), les régimes de fonctionnement dépendent du niveau de confinement et du débit volumique de vapeur formée. Les différents régimes observés sont synthétisés sur la figure IV-1 en fonction de ces deux paramètres, introduits sous leur forme adimensionnée Co et j_v^* . Le paramètre j_v^* augmente avec la puissance transférée et quand la pression de saturation diminue. Sa définition semble identique à celle du nombre de Froude, introduit dans la section IV.3.1.

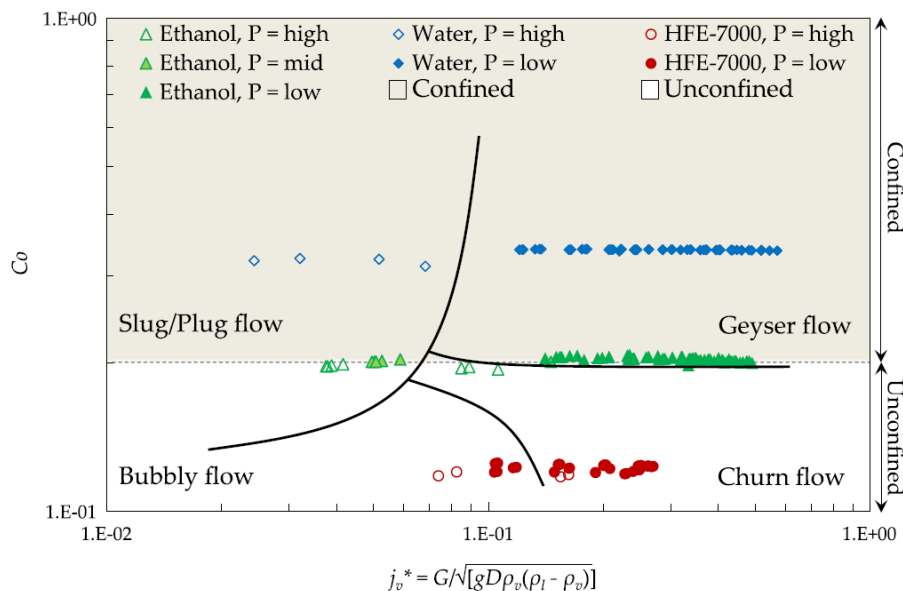


Figure IV-1 : Carte des régimes de fonctionnement observables au sein d'un thermosiphon établie par Smith *et al.* [2]

Les principales observations sont les suivantes :

- Pour de forts niveaux de confinement ($Co \geq 0,2$) et des débits volumiques de vapeur élevés (j_v^* supérieur à environ 0,1), un « effet geysier » apparaît périodiquement. Il est illustré sur la figure IV-2. Cet effet résulte de la formation de bulles de vapeur dont le diamètre atteint rapidement celui du tube. Une certaine quantité de liquide est alors piégée au-dessus de la bulle et propulsée au condenseur, heurtant parfois l'extrémité supérieure du thermosiphon. Lors de la formation de la bulle, la température à l'évaporateur décroît car l'évaporation est endothermique. Le bouchon de liquide chaud propulsé au condenseur par la bulle s'y refroidit

(échange de chaleur sensible) puis retombe à l'évaporateur, provoquant une diminution supplémentaire de la température dans cette zone. Ensuite, la température à l'évaporateur réaugmente lentement jusqu'à atteindre la surchauffe nécessaire à la formation d'une nouvelle bulle. Finalement, à l'évaporateur, de lentes montées en température sont observées, suivies de chutes relativement brusques lorsqu'une bulle apparaît et que du liquide retombe. Au condenseur, à l'inverse, une montée en température soudaine se produit quand le liquide chaud est projeté dans la zone de condensation, puis la température décroît progressivement. De telles oscillations ne sont pas souhaitables dans un thermosiphon, même si l'effet geyser ne constitue pas en soi une limite de fonctionnement.

- Lorsque le confinement reste important ($Co \geq 0,2$) mais que le débit volumique de vapeur est réduit à faible puissance et / ou forte pression ($j_v^* < 0,1$), un écoulement à poches ou à bouchons « slug / plug flow » est rencontré. Certaines bulles de vapeur occupent toujours la largeur du tube, mais elles grandissent lentement et régulièrement. Parfois, plusieurs d'entre elles coalescent. Du liquide peut encore être poussé vers le condenseur, mais l'ébullition n'est plus explosive et instable.
- En conditions non-confinées, le condenseur n'est plus soumis à l'ascension de liquide chaud depuis l'évaporateur. Une ébullition nucléée en vase « bubbly flow » a lieu si le débit volumique de vapeur est faible. Plus le débit de vapeur augmente, plus l'écoulement devient agité et déstructuré, de type « churn flow ». De nombreuses bulles se forment, ainsi que des poches de vapeur qui se fragmentent en remontant à travers le liquide.
- L'effet geyser est particulièrement notable lors d'un fonctionnement avec l'eau ou l'éthanol, surtout à basse pression. Cela s'explique par une tension superficielle et un volume spécifique de vapeur élevés pour ces fluides, entraînant un fort confinement et des vitesses de vapeur importantes. La tension superficielle et le confinement sont tout de même plus faibles pour l'éthanol que pour l'eau. Ainsi, dans le cas de l'eau, des bouchons de liquide sont projetés au condenseur par l'effet geyser comme décrit précédemment mais, avec l'éthanol, les bouchons se disloquent. Des gouttes dispersées sont alors entraînées au condenseur dans un écoulement agité de type « churn flow ». Dans le cas du HFE-7000, en revanche, le niveau de confinement reste faible, d'où un comportement relativement stable et des phénomènes proches de ceux décrits habituellement dans les thermosiphons, c'est-à-dire de l'ébullition nucléée en vase et de la condensation en film.

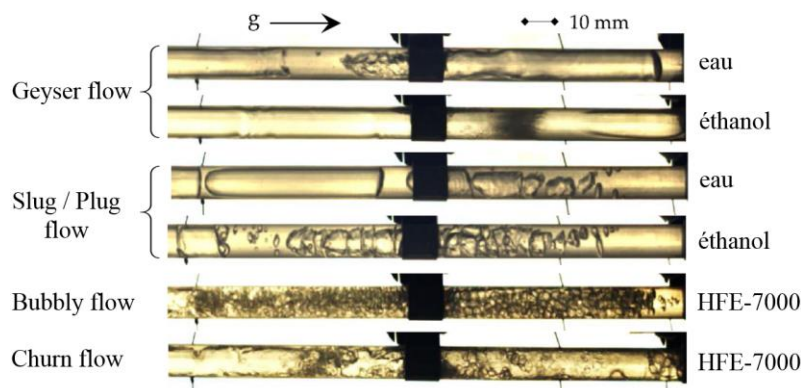


Figure IV-2 : Aperçu des différents régimes observés par Smith et al. [2] (section évaporateur)

La performance thermique globale du thermosiphon dépend fortement des régimes de fonctionnement, qui affectent les coefficients d'échange à l'évaporateur et au condenseur. Les performances à l'évaporateur ont été étudiées en détail par Smith *et al.* [3], montrant que le régime agité « churn flow » était le plus favorable aux transferts thermiques, suivi par l'ébullition nucléée « bubbly flow ». L'écoulement à poches ou à bouchons « slug / plug flow » n'est pas propice aux échanges, de même que l'effet geyser, qu'il vaut mieux éviter au risque d'endommager le système à cause des fortes oscillations de pression qu'il peut entraîner. Pour ces régimes confinés, la chaleur est transférée en partie par changement de phase (chaleur latente), mais également sous forme sensible à cause de l'ascension

de liquide vers le condenseur, d'où des coefficients d'échange réduits. Les performances en régime d'ébullition oscillant « geyser flow » s'améliorent toutefois avec l'augmentation de la puissance et de la fréquence des oscillations. Lors des essais, la puissance est généralement limitée à cause de l'entraînement du liquide par la vapeur qui s'élève à grande vitesse, empêchant une alimentation correcte de l'évaporateur et menant à son assèchement (limite d'entraînement).

L'étude récente de Smith *et al.* [2-3] permet de combler les lacunes dans la compréhension des phénomènes hydrodynamiques au sein des thermosiphons, mais le développement de cartes des régimes de fonctionnement robustes et de corrélations pour prédire les coefficients d'échange associés nécessitent des études complémentaires [4]. En effet, la gamme des conditions testée jusqu'à présent est relativement réduite au regard des nombreux paramètres influençant les phénomènes siégeant dans un thermosiphon (confinement, diamètre et longueur, taux de remplissage, mouillabilité du fluide sur la paroi, efficacité du refroidissement externe, puissance, pression, etc.). En 2020, l'équipe de Robinson *et al.* [4] dont Smith est l'un des coauteurs a poursuivi ses recherches en testant un thermosiphon similaire au précédent, mais avec une hauteur d'évaporateur doublée (20 cm). Le système est chargé en eau avec un taux de remplissage optimisé s'élevant à 25 % du volume de l'évaporateur (contre 100 % dans l'étude précédente). Cette fois, les performances à l'évaporateur mais également au condenseur sont analysées. À faible puissance (20 à 100 W), l'effet geyser est de nouveau observé : il est associé à de fortes fluctuations de température de basse fréquence et à des coefficients d'échange médiocres à l'évaporateur comme au condenseur. Lorsque la puissance augmente au-delà de 100 W, le liquide propulsé au condenseur par l'effet geyser ne redescend plus à l'évaporateur dans sa totalité. Des bouchons de liquide oscillent au condenseur, ce qui réduit sa surface d'échange effective. Malgré cela, les coefficients d'échange à l'évaporateur et au condenseur sont meilleurs qu'à faibles puissances (figure IV-3). Les fluctuations de température sont de moindre amplitude mais de plus grande fréquence.

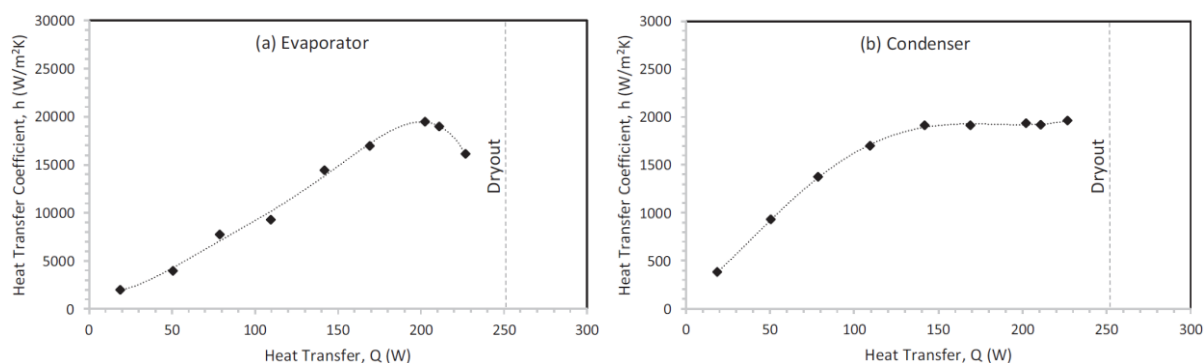


Figure IV-3 : Évolution des coefficients d'échange en fonction de la puissance transférée [4]

Le coefficient d'échange au condenseur est compris entre 400 W/m².K et 2 000 W/m².K, ce qui est bien inférieur aux valeurs prédites par la théorie de Nusselt pour la condensation en film, de l'ordre de 6 000 à 7 000 W/m².K. Cela est vraisemblablement lié à la rétention de liquide sous forme de bouchons au condenseur. De plus, les coefficients au condenseur sont faibles par rapport à ceux mesurés à l'évaporateur (2 000 à 20 000 W/m².K). La résistance thermique au condenseur se révèle ainsi prépondérante : elle limite la performance globale. En outre, lorsque le taux de remplissage est faible, la rétention de liquide au condenseur favorise l'assèchement de l'évaporateur et réduit la puissance maximale transférable.

Robinson *et al.* [4] concluent en soulignant la nécessité de mener des recherches visant à caractériser et à améliorer les transferts par condensation au sein des thermosiphons de petit diamètre, communément utilisés pour le refroidissement de l'électronique. Ils suggèrent l'exploration de techniques permettant d'éviter la rétention de liquide au condenseur. En effet, un drainage efficace du condensat vers l'évaporateur améliorerait les performances thermiques au condenseur tout en retardant l'assèchement de l'évaporateur.

La technique de la tomographie par capacitance électrique (ECT) a été utilisée par Liu *et al.* [40,47] afin d'étudier spécifiquement la condensation dans les thermosiphons. Celle-ci permet de visualiser la répartition des phases sur une section donnée par reconstruction d'images à partir de la

répartition de la permittivité électrique. Il s'agit d'une technique non-intrusive, qui donne notamment accès à l'épaisseur de film au condenseur. Liu *et al.* ont testé deux thermosiphons de diamètre intérieur 12 mm [40] et 16 mm [47] chargés en alcoole et refroidis par une circulation d'eau au condenseur. Selon la puissance, différents régimes d'écoulement se manifestent. À basse puissance, un écoulement annulaire avec condensation en film est observé. Une épaisseur de film d'environ 100 μm est mesurée, supérieure à celle prédite par la théorie de Nusselt [40]. Quand la puissance augmente, le film liquide est de plus en plus instable. Des ondelettes se propagent à sa surface sous l'effet des contraintes interfaciales ou des forces de tension superficielle. Des bouchons de liquide se forment périodiquement lorsque les crêtes se rencontrent au centre du tube. Ensuite, les bouchons disparaissent (probablement disloqués) et l'écoulement annulaire revient. Lorsque la puissance augmente, le débit de condensat augmente et l'intervalle de temps entre deux bouchons successifs diminue, allant de 10 minutes à 20 secondes [47]. Si la puissance est encore accrue, la répartition des phases autour de la circonférence devient inégale. La formation d'un bouchon de liquide lors du passage d'une ondelette n'est alors plus systématique car celle-ci peut être localisée sur un seul côté du tube. Contrairement à ceux des études précédentes [2-4], les bouchons de liquide observés par Liu *et al.* [40,47] ne semblent pas provenir de l'évaporateur, mais d'une instabilité du film de condensat. En effet, l'ébullition n'est a priori pas confinée dans les thermosiphons testés.

IV.1.2 Analyse théorique de l'instabilité du film de condensat

L'instabilité du film de condensat et le blocage capillaire dans les thermosiphons de petit diamètre ont été analysés théoriquement par Teng *et al.* [114] en 1999, en supposant initialement un écoulement annulaire avec condensation en film. Dans un tube de grand diamètre, les ondulations de la surface du film sont causées par des effets hydrodynamiques (instabilité de Kelvin-Helmoltz) car les forces capillaires sont négligeables. Pour de petits diamètres, en revanche, l'instabilité de Plateau-Rayleigh est généralement responsable de la propagation d'ondelettes le long du film de condensat. Dans les deux cas, si l'épaisseur de film est suffisante, ce phénomène peut entraîner la formation de bouchons de liquide dont la présence dégrade les performances thermiques.

Le développement d'une instabilité dépend de différents paramètres, dont certains sont stabilisants, comme la viscosité du liquide ou une masse volumique élevée de la vapeur, et d'autres déstabilisants (contraintes interfaciales, tension de surface, épaisseur de film importante). Teng *et al.* [114] ont montré que le film de condensat est plus instable au bas du condenseur, où les déformations s'accroissent plus rapidement et ont une longueur d'onde plus faible qu'à l'extrémité supérieure. Les ondulations peuvent donner lieu soit à la naissance de bouchons si les crêtes entrent en contact au centre du tube (ce qui se produit plutôt au bas du condenseur), soit à la rupture du film et à l'apparition de cols de liquide si les creux touchent la paroi (ce qui se produit davantage en haut du condenseur). Un col et un bouchon de liquide sont schématisés sur la figure IV-4. Lorsqu'un premier bouchon de liquide s'est créé, généralement en partie basse du condenseur, il bloque l'ascension de la vapeur et retarde l'écoulement du condensat vers l'évaporateur. Les cols de liquide présents en partie haute, quant à eux, voient leur volume augmenter progressivement en raison de la condensation. Or, quand un col atteint un certain volume critique, les crêtes se touchent et donnent naissance à un bouchon de liquide. Ainsi, une succession de bouchons séparés par des poches de vapeur apparaît. Les bouchons se déplacent ensuite vers l'extrémité supérieure du condenseur tout en coalesçant sous l'effet combiné de la condensation de la vapeur les séparant et de la pression à l'évaporateur. Ce phénomène, illustré sur la figure IV-5, aboutit finalement à l'obtention d'une colonne de liquide à l'extrémité du condenseur, plus ou moins stable selon le diamètre du tube. En effet, une telle colonne ne peut chuter que sous l'effet d'une perturbation : la situation correspond à un problème classique d'instabilité de Rayleigh-Taylor. Le développement de ce type d'instabilité dépend de deux effets antagonistes : la gravité tend à déformer l'interface, tandis que la tension superficielle s'oppose à cette déformation [115]. Dans un tube de petit diamètre, les effets capillaires sont prépondérants et la colonne de liquide reste stable. Par conséquent, la surface d'échange effective au condenseur est réduite, ce qui dégrade les performances thermiques. Teng *et al.* [114] parlent de « blocage capillaire ». En outre, la rétention de liquide au condenseur

favorise l'assèchement partiel ou total de l'évaporateur. L'assèchement peut être évité en augmentant le taux de remplissage, mais cela n'empêche pas le blocage du condenseur.

Teng *et al.* [114] remarquent que, même si l'épaisseur de film est trop faible pour entraîner la formation de bouchons au condenseur, ceux-ci peuvent être créés à l'évaporateur et poussés vers le condenseur sous l'effet d'une différence de pression, ce qui est a été observé à plusieurs reprises dans la littérature (voir section IV.1.1).

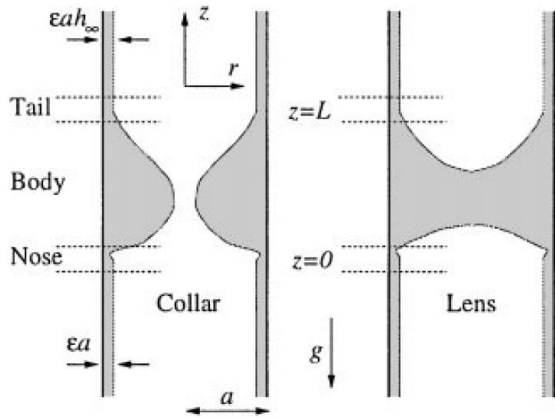


Figure IV-4 : Schéma d'un col (gauche) et d'un bouchon de liquide (droite) [116]

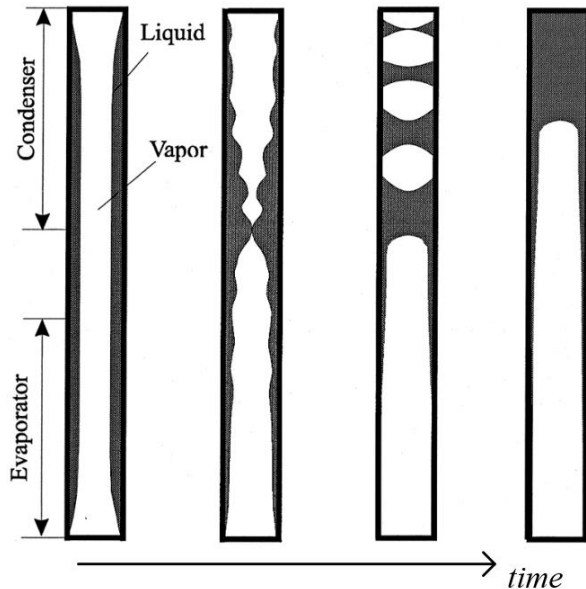


Figure IV-5 : Illustration des mécanismes menant au blocage capillaire dans un thermosiphon de petit diamètre [114]

IV.1.3 Synthèse

Différents phénomènes hydrodynamiques ont été visualisés dans les thermosiphons selon le niveau de confinement et le débit de vapeur. Ainsi, plusieurs régimes de fonctionnement sont définis dans la littérature, en accord avec les observations et les mesures réalisées. Ces régimes semblent impacter les coefficients d'échange à l'évaporateur et au condenseur. En particulier, le phénomène de blocage capillaire au condenseur dégrade significativement les performances thermiques et peut contribuer à l'assèchement de l'évaporateur. Il résulte de la formation de bouchons de liquide et est favorisé par une réduction de diamètre du thermosiphon. D'après la littérature, les bouchons de liquide au condenseur ont deux origines possibles : l'instabilité du film de condensat ou, en cas de confinement important, une interaction avec l'évaporateur.

Dans le premier cas, les bouchons de liquide se forment sous l'effet d'instabilités capillaires entraînant l'ondulation d'un film du condensat d'épaisseur suffisante. Ils apparaissent généralement en partie basse du condenseur puis remontent vers l'extrémité supérieure. Ils sont d'autant plus stables que le diamètre du thermosiphon est réduit. Ce type d'instabilités existe vraisemblablement aussi au sein d'un condenseur de chambre de vapeur à ailettes creuses.

Si l'épaisseur de film est trop faible pour entraîner la formation de bouchons au condenseur, ceux-ci peuvent être créés à l'évaporateur et projetés vers le condenseur, notamment en cas de confinement important. Le confinement est caractérisé par le nombre sans dimension Co , qui dépend de la longueur capillaire du fluide et du diamètre du tube (équation (IV-1)). L'effet du confinement se manifeste dans les thermosiphons si Co est supérieur à environ 0,2. Selon la puissance transférée et la pression du fluide, le confinement entraîne l'apparition d'un effet geyser périodique ou d'un régime d'écoulement à poches et à bouchons. Ni l'un ni l'autre n'est propice aux transferts thermiques. En effet, dans les deux cas, une certaine quantité de liquide est poussée vers le condenseur depuis l'évaporateur, soit sous forme de bouchon, soit en une masse de gouttelettes dispersées. L'effet geyser est particulièrement notable et explosif à basse pression. Lors d'un fonctionnement à l'eau à forte puissance,

le liquide propulsé au condenseur par l'effet geyser ne redescend pas systématiquement à l'évaporateur. Des bouchons de liquide oscillent alors au condenseur, réduisant sa surface d'échange effective.

Dans le cas d'une chambre de vapeur à ailettes creuses, l'ébullition a lieu dans la chambre de vapeur. Le diamètre des ailettes est donc a priori sans influence sur l'ébullition. Toutefois, si la hauteur de la chambre de vapeur est réduite, il y a un confinement dans le plan vertical qui entraîne le couplage entre évaporateur et condenseur et, éventuellement, la projection de liquide dans les ailettes. Ce phénomène a été observé dans le cadre de cette thèse et sera réévoqué plus loin. Finalement, quelle que soit l'origine des bouchons de liquide, la résistance thermique au condenseur peut devenir limitante en leur présence.

IV.2. Dispositif expérimental

L'objectif de l'étude expérimentale est de visualiser les phénomènes hydrodynamiques siégeant dans une chambre de vapeur à ailettes creuses, notamment au niveau du condenseur, et de comprendre leur impact sur les performances thermiques du système. Dans un premier temps, comme cela a été fait pour les thermosiphons [2-4], l'idée est d'identifier les principaux régimes de fonctionnement qui peuvent se manifester en faisant varier le diamètre des ailettes et le fluide de travail, donc le niveau de confinement au sein du condenseur. Pour cela, trois fluides sont testés : le n-pentane, le HFE-7100 et l'eau. En outre, plusieurs condenseurs transparents à ailettes creuses sont fabriqués et comparés. Ils sont montés à tour de rôle sur le même évaporateur. Le prototype étudié a été présenté en détail dans le chapitre II (section II.2.1), de même que l'ensemble du banc d'essais (section II.2.2) et la procédure expérimentale (section II.3).

IV.2.1 Description des condenseurs transparents à ailettes creuses

Les spécifications des trois condenseurs en polymère réalisés sont synthétisées dans le tableau IV-2. Le condenseur n°1 correspond à celui étudié dans les chapitres II et III, en comparaison avec un condenseur en aluminium. Il est constitué de 27 ailettes creuses de diamètre intérieur 5,3 mm. Les ailettes des deux autres condenseurs sont moins nombreuses, mais de diamètre intérieur plus important : 7,6 mm et 10,7 mm, respectivement. Les tubes en PET pour la fabrication des trois condenseurs ont été achetés chez Cleartec Packaging (<https://cleartec-france.com/>).

Tableau IV-2 : Spécifications des condenseurs transparents avec des ailettes cylindriques de différents diamètres

Numéro condenseur	1	2	3
diamètre intérieur [mm]	5,3	7,6	10,7
épaisseur de la paroi [mm]	0,3	0,3	0,3
nombre d'ailettes	27	19	14
hauteur utile des ailettes [cm]	13,5	13,5	13,5
section de passage estimée [mm ²]	22	45	90
périmètre mouillé estimé [mm]	17	24	34
surface d'échange à l'extérieur des ailettes (<i>convection</i>) [cm ²]	676 ± 50	661 ± 45	671 ± 45
surface d'échange à l'intérieur des ailettes (<i>condensation</i>) [cm ²]	607 ± 40	612 ± 40	635 ± 40

Le nombre d'ailettes des condenseurs n°2 et 3 a été choisi de sorte que les surfaces d'échange en convection soient comparables entre les trois condenseurs (moins de 3 % d'écart). Dans la suite du chapitre, les condenseurs seront souvent désignés d'après le diamètre de leurs ailettes, soit 5 mm, 8 mm et 11 mm, plutôt que par leur numéro afin de faciliter la compréhension de l'analyse des résultats.

IV.2.2 Caractérisation thermique de la chambre de vapeur à ailettes creuses

Comme l'étude menée est comparative et que les condenseurs testés dans ce chapitre sont tous en polymère, le flux de chaleur transféré par conduction à travers la plaque \dot{Q}_{base} est négligé. Ainsi, le schéma électrique équivalent initial de la chambre de vapeur (figure II-14) peut être simplifié comme sur la figure IV-6.

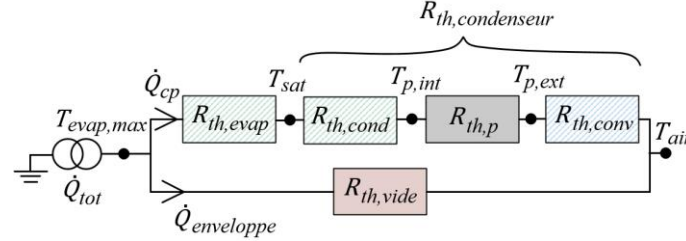


Figure IV-6 : Schéma électrique équivalent de la chambre de vapeur à ailettes creuses

La résistance totale au condenseur, notée $R_{th,condenseur}$, est définie afin de comparer les géométries d'ailettes entre elles en s'affranchissant des performances à l'évaporateur, fortement impactées par la charge en fluide :

$$R_{th,condenseur} = \frac{T_{sat} - T_{air}}{\dot{Q}_{cp}} = R_{th,cond} + R_{th,p} + R_{th,conv} \quad (IV-2)$$

En l'absence de couplage entre l'évaporateur et le condenseur, les résistances thermiques de condensation, de convection et de conduction à travers la paroi des tubes sont indépendantes du remplissage, donc $R_{th,condenseur}$ l'est également. Nous verrons toutefois par la suite que, lorsque le confinement est important, notamment avec l'eau, les phénomènes siégeant à l'évaporateur peuvent impacter le condenseur, en accord avec les explications issues de l'étude bibliographique (partie IV.1). La résistance $R_{th,condenseur}$ dépend a priori du fluide de travail, de la géométrie des ailettes, mais également de la température et de la vitesse de l'air de refroidissement. Celles-ci sont quasiment constantes pour tous les essais : la température de l'air est maintenue à $22,5 \pm 1,5$ °C et sa vitesse est de l'ordre de 3,5 m/s en sortie de gaine. Même si les conditions de refroidissement sont inchangées, le diamètre des ailettes influence le coefficient d'échange convectif moyen, comme montré en annexe B. Dans le chapitre II, ce dernier a été estimé à 85 ± 30 W/m².K pour les tubes de diamètre 6 mm (condenseur n°1). Il est plutôt de l'ordre de 75 W/m².K pour les tubes de diamètre 11 mm (condenseur n°3).

La caractérisation thermique du prototype dans le présent chapitre se distingue de celle utilisée dans les chapitres précédents en ce qu'elle néglige la « zone froide » et le front liés à la présence de gaz incondensables (figure II-11, p.46). Ainsi, lorsqu'un certain volume à l'intérieur des tubes est occupé par des gaz incondensables, la température extérieure de paroi retenue pour les calculs de résistances thermiques correspond à la température moyenne mesurée dans la zone *sans gaz incondensables* au lieu de la température moyenne sur toute la hauteur des ailettes. Cette démarche vise à s'affranchir d'un biais créé par l'accumulation des gaz incondensables au sommet des ailettes. L'incertitude sur $T_{p,ext}$ s'élève toujours à $\pm 3,2$ K.

Le calcul des résistances thermiques et des coefficients d'échange est modifié en cohérence avec l'hypothèse d'une zone adiabatique à l'extrémité supérieure des ailettes :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{conv} = \frac{1}{N \pi D_{ext} H_{eff} R_{th,conv}} \quad \text{avec} \quad R_{th,conv} = \frac{T_{p,ext,eff} - T_{air}}{\dot{Q}_{cp}} \end{array} \right. \quad (IV-3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{th,p} = \frac{1 \ln(D_{ext}/D_{int})}{N \cdot 2\pi\lambda_p H_{eff}} \end{array} \right. \quad (IV-4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{th,cond} = \frac{T_{sat} - T_{p,ext,eff}}{\dot{Q}_{cp}} - R_{th,p} \end{array} \right. \quad (IV-5)$$

où H_{eff} est la hauteur effective pour les transferts de chaleur et $T_{p,ext,eff}$ est la température extérieure moyenne dans la zone sans gaz incondensables. La hauteur effective ne peut pas toujours être déterminée

précisément sur les profils de température. En effet, dans certaines conditions, l'accumulation de bouchons de liquide dans les ailettes peut altérer l'allure des profils. Dans ce cas, la hauteur totale des tubes est prise en compte par défaut.

Les valeurs de h_{conv} obtenues par l'équation (IV-3) sont globalement un peu plus élevées que celles calculées précédemment en se basant sur la hauteur totale des ailettes mais, en considérant les incertitudes, les résultats se recourent entre les deux méthodes.

IV.2.3 Comparaison des caractéristiques des fluides

Les trois fluides choisis (n-pentane, HFE-7100 et eau) sont compatibles avec le PET et le polycarbonate. Ils sont également transparents, afin de permettre une visualisation correcte des phénomènes hydrodynamiques. Ils se distinguent entre eux par leur mouillabilité sur la paroi des ailettes : l'eau est peu mouillante, tandis que le pentane et le HFE sont très mouillants. En outre, les propriétés thermophysiques des trois fluides, présentées dans le tableau IV-3, sont relativement différentes. En particulier, la tension de surface σ et la longueur capillaire κ^{-1} des fluides sont suffisamment éloignées pour permettre de faire varier le niveau de confinement au sein des ailettes. La longueur capillaire, introduite dans l'étude bibliographique de la partie IV.1 (équation (IV-1)), permet de comparer les effets capillaires aux effets de pesanteur. Plus sa valeur augmente, plus les effets capillaires sont prépondérants.

Dans les thermosiphons, le nombre de mérite NM permet de comparer les performances de divers fluides, même s'ils ne travaillent pas à la même température [5] :

$$NM = \left(\frac{\rho_l^2 \lambda_l^3 h_{lv}}{\mu_l} \right)^{1/4} \quad (IV-6)$$

Le tableau IV-3 montre que le nombre de mérite de l'eau est bien supérieur à celui des deux autres fluides, notamment grâce à une conductivité thermique du liquide élevée et à une chaleur latente de vaporisation importante. L'eau est souvent choisie comme fluide de travail en raison de ses performances intéressantes, mais également car elle est peu chère et non-toxique. Toutefois, ce fluide a une longueur capillaire particulièrement élevée. Or, en général, l'utilisation de fluides dont la longueur capillaire est faible permet d'obtenir une performance plus stable dans des systèmes de petites dimensions [2].

Tableau IV-3 : Propriétés thermophysiques des fluides en conditions de saturation à pression atmosphérique (1 atm)

Fluide	T_{sat} [°C]	ρ_l [kg/m ³]	ρ_v [kg/m ³]	σ [mN/m]	μ_l [μPa.s]	λ_l [W/m.K]	h_{lv} [kJ/kg]	κ^{-1} [mm]	NM [J.s ^{-1/2} .m ² .K ^{-3/4}]
N-pentane ^a	36	610	3,0	14	199	0,11	358	1,54	951
HFE-7100	61 ^b	1418 ^c	9,8 ^c	10 ^c	425 ^c	0,06 ^d	111 ^f	0,85	593
Eau ^a	100	958	0,6	59	282	0,68	2 257	2,50	6 909

^a données issues du logiciel CoolProp

^b réf. [117]

^c réf. [118]

^d réf. [119]

^e interpolation linéaire en fonction de la température selon les données de [118]

^f calculé via la formule de Clapeyron et des réfs. [117] et [118], cohérent avec [120]

IV.3. Analyse des résultats expérimentaux

La gamme de variation de la puissance et de la charge en fluide est présentée dans le tableau IV-4 pour chaque fluide et condenseur testés. Dans le cas du pentane et du HFE, le diamètre des tubes se révèle sans influence sur les régimes de fonctionnement décrits par la suite. Ainsi, tous les diamètres n'ont pas été testés. En outre, d'après les premiers essais menés avec ces deux fluides, la charge en fluide n'influence pas les phénomènes au condenseur, ni ses performances thermiques (sauf en cas d'assèchement). Ainsi, une seule charge a été testée pour le condenseur n°1 chargé en HFE.

Tableau IV-4 : Gamme de variation des paramètres au cours des essais réalisés

Fluide	(condenseur)	\dot{Q}_{tot} [W]	\dot{Q}_{cp} [W]	charge en fluide [-]	P_{sat}/P_{crit} [-]
N-pentane	(1, Ø 5 mm)	40-75	25-55	1-12	0,02-0,03
HFE-7100	(1, Ø 5 mm)	40-155	20-110	6	0,01-0,03
	(3, Ø 11 mm)	40-140	20-95	3-16	
Eau	(1, Ø 5 mm)	40-80	10-45	3-25	0,0002-0,0007
	(2, Ø 8 mm)	20-100	6-70	2-12	
	(3, Ø 11 mm)	20-150	7-115	1-15	

Dans le cas du pentane, la puissance totale transférée est limitée à 75 W. Cela permet d'éviter un fonctionnement en surpression, qui altère l'étanchéité au niveau du joint torique. Dans le cas du HFE-7100, les pressions mises en jeu sont un peu plus faibles en raison de ses propriétés thermophysiques, mais les températures sont plus élevées. Ainsi, pour éviter toute déformation des tubes du condenseur, la température de saturation est limitée à environ 55 °C, d'où des puissances maximales de l'ordre de 140-150 W. Dans un premier temps, la même limite a été fixée pour l'eau mais, les pressions étant encore plus faibles qu'avec le HFE (elles sont comprises entre 40 et 160 mbar, contre 300 à 700 mbar pour le HFE), les contraintes mécaniques qui s'exercent sur les tubes de PET sont plus importantes. Suite à des essais à 150 et 112 W ayant entraîné une déformation des tubes de diamètre 11 mm (pour $T_{sat} = 52$ et 46 °C, respectivement), la température de saturation a été limitée à environ 45 °C, d'où une puissance totale maximale de l'ordre de 100 W.

Le tableau IV-4 inclut également la gamme des pressions réduites P_{sat}/P_{crit} pour chaque fluide. Celle-ci permet de caractériser la taille des bulles formées à l'évaporateur : les bulles sont d'autant plus grosses que la pression réduite est faible, comme expliqué par Smith *et al.* [2]. Ainsi, la taille des bulles est particulièrement importante lors des essais à l'eau.

IV.3.1 Phénomènes hydrodynamiques et régimes de fonctionnement

Les phénomènes hydrodynamiques siégeant dans un caloduc apparaissent sous l'effet de différentes forces, notamment les forces d'inertie, de gravité ou celles liées à la tension superficielle. Les nombres adimensionnels suivants permettent d'identifier les mécanismes dont l'influence sur les régimes de fonctionnement est dominante [2] :

$$\left\{ \begin{array}{l} We = \frac{G^2 D_{int}}{\rho_v \sigma} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces capillaires}} \quad \text{nombre de Weber} \quad (IV-7) \\ Bo = \frac{D_{int}^2 g (\rho_l - \rho_v)}{\sigma} = \frac{\text{forces de gravité}}{\text{forces capillaires}} \quad \text{nombre de Bond} \quad (IV-8) \\ Fr = \frac{G}{\sqrt{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g D_{int}}} = \sqrt{\frac{We}{Bo}} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de gravité}} \quad \text{nombre de Froude} \quad (IV-9) \end{array} \right.$$

Le paramètre G correspond au débit massique de vapeur dans les ailettes (en kg/m².s), calculé tel que :

$$G = \frac{1}{N} \frac{\dot{Q}_{cp}}{h_{lv} \pi D_{int}^2 / 4} \quad (IV-10)$$

Pour chaque campagne d'essais, les points de données extrêmes ont été placés sur la figure IV-7. Ils sont tous placés dans le domaine où l'effet de la gravité domine, comme dans l'étude de Smith *et al.* [2]. Certaines mesures sont tout de même relativement proches de la zone « capillaire », notamment celles réalisées avec l'eau dans les tubes de diamètre 5 mm, ce qui suggère la présence de forces capillaires non négligeables. Les forces capillaires peuvent entraîner la formation de bouchons de liquide dans les ailettes.

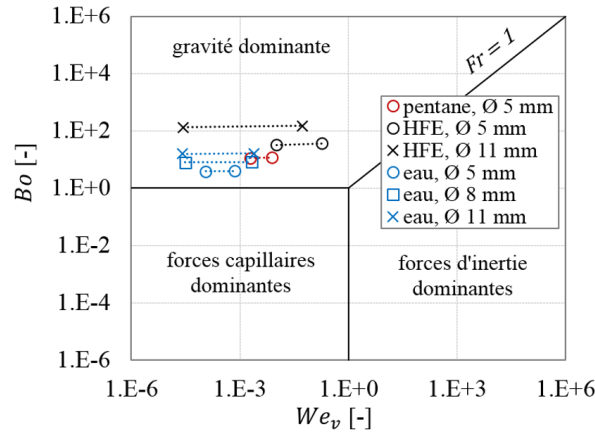


Figure IV-7 : Importance relative des effets inertiels, capillaires et gravitaires lors des essais réalisés

Les observations précédentes sont confirmées par les valeurs de la longueur capillaire et du nombre de Bond données dans le tableau IV-5. En effet, le nombre de Bond est le plus faible (de l'ordre de 4) avec l'eau dans les tubes de plus petit diamètre, et le plus grand (supérieur à 30) dans le cas du HFE. Deux nombres de confinement différents, l'un au condenseur, l'autre à l'évaporateur, ont été définis pour étudier l'effet du confinement dans la chambre de vapeur à ailettes creuses :

$$\begin{cases} Co_{cond} = \frac{\kappa^{-1}}{D_{int}} = \frac{1}{\sqrt{Bo}} & (IV-11) \\ Co_{evap} = \frac{\kappa^{-1}}{H_{evap}} & (IV-12) \end{cases}$$

où H_{evap} est la hauteur de la chambre de vapeur. D'après l'étude bibliographique de la partie IV.1, l'effet du confinement se manifeste dans les thermosiphons si Co est supérieur à environ 0,2.

Tableau IV-5 : Importance relative des effets capillaires et gravitaires

Fluide	(condenseur)	κ^{-1} [mm]	Bo [-]	Co_{cond} [-]	Co_{evap} [-]
N-pentane	(1, Ø 5 mm)	1,54-1,56	12	0,29	0,12
HFE-7100	(1, Ø 5 mm)	0,88-0,93	33-36	0,17	0,07
	(3, Ø 11 mm)		133-148	0,08	
Eau	(1, Ø 5 mm)	2,63-2,70	3,9-4,1	0,50	0,21
	(2, Ø 8 mm)		7,9-8,1	0,35	
	(3, Ø 11 mm)		16	0,25	

Les phénomènes hydrodynamiques observés avec le pentane, le HFE et l'eau sont décrits en détail par la suite et associés à l'évolution des températures et de la pression pour définir plusieurs régimes de fonctionnement. Il s'avère toutefois que les régimes ont peu d'influence sur les performances thermiques, comme nous le verrons dans la partie IV.3.2, sauf en cas de blocage capillaire du condenseur. En effet, lorsque les ailettes sont envahies de liquide, la résistance thermique de condensation devient prépondérante, alors que la résistance convective est largement dominante dans toutes les autres situations.

IV.3.1.1 Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100

Pour le n-pentane et le HFE-7100, qui sont parfaitement mouillants sur la paroi en polymère, la condensation en film se produit (figure IV-8) et aucun bouchon de liquide ne se forme dans les tubes. Ainsi, le confinement n'a pas d'effet significatif au condenseur pour un diamètre intérieur de tube supérieur ou égal à 5,3 mm. De plus, il n'y a pas d'interaction entre l'évaporateur et le condenseur car, lorsque l'ébullition nucléée apparaît à l'évaporateur, les bulles sont trop petites pour atteindre le condenseur. Leur diamètre est en effet de quelques millimètres, alors que la chambre de vapeur a une hauteur de 13 mm. L'ébullition n'est donc pas confinée, ce qui est en accord avec les valeurs de Co_{evap} données précédemment pour le pentane et le HFE (tableau IV-5) qui sont inférieures à 0,2. L'ébullition

est plus ou moins développée selon la charge en fluide et la densité de flux. La figure IV-9 montre l'ébullition du pentane et du HFE à travers la plaque du condenseur. Les bulles formées par le pentane sont plus petites qu'avec le HFE car la pression réduite est légèrement plus importante.

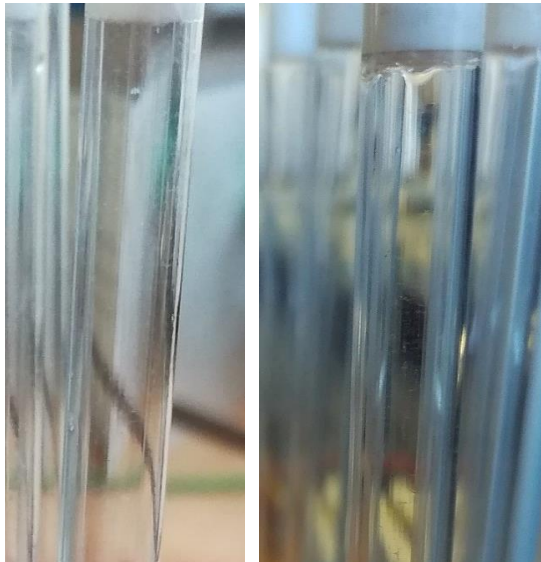


Figure IV-8 : Condensation en film de n-pentane (gauche) et de HFE-7100 (droite)



a) pentane, $\varnothing 5$ mm, $\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 75/55$ W, charge 5



b) HFE-7100, $\varnothing 11$ mm, $\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 120/77$ W, charge 16

Figure IV-9 : Visualisation de l'ébullition

Le seul régime de fonctionnement observé avec le pentane et le HFE est « stable oscillant ». Ce régime est caractérisé par des oscillations généralisées des températures (température de saturation et températures à l'évaporateur) et de la pression dans l'enceinte de la chambre de vapeur. Ces oscillations ont une fréquence et une amplitude relativement constante au cours du temps et les courbes ne présentent pas de structures intermittentes globales évidentes (figure IV-10). Les oscillations résultent de

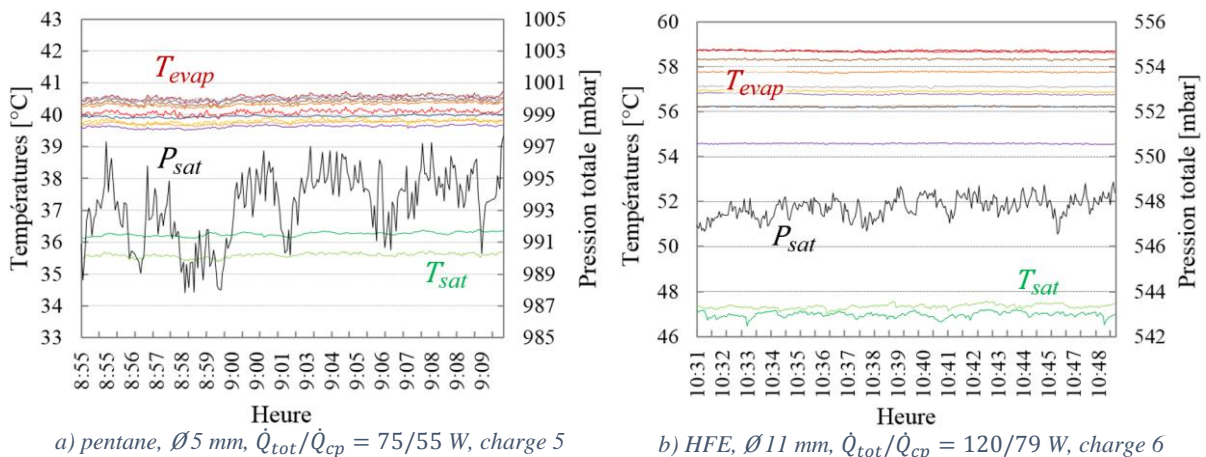


Figure IV-10 : Exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées en régime « stable oscillant »

l'ébullition nucléée et des gouttes de liquide retombant à l'évaporateur depuis le condenseur. Les variations plus lentes observées sur les courbes sont vraisemblablement liées à des fluctuations de la température de l'air de refroidissement.

IV.3.1.2 Chambre de vapeur chargée en eau

Pour l'eau, différents régimes de fonctionnement ont été observés suivant la puissance transférée, la charge en fluide et le diamètre des ailettes. En effet, les propriétés de l'eau sont significativement différentes de celles des fluides précédents et sont à l'origine de nouveaux phénomènes. La première différence notable concerne le type de condensation : l'eau étant plutôt non mouillante sur la paroi en PET, on observe de la condensation en gouttes, comme montrée sur la figure IV-11. En outre, la pression dans le système étant très faible, les bulles formées par la vapeur d'eau à l'évaporateur sont de grande taille [121] et entrent fréquemment en contact avec la plaque du condenseur et la base des tubes. L'ébullition est donc confinée, en accord avec la valeur du nombre de confinement à l'évaporateur ($Co_{evap} = 0,21 > 0,2$), et elle a un impact sur les phénomènes observés au condenseur.

Pour les trois diamètres testés, des bouchons de liquide naissent à la base des tubes et montent vers leur extrémité supérieure, poussés par la vapeur. Les bouchons sont particulièrement petits et instables dans les tubes de diamètre 11 mm. Plus le diamètre diminue, plus la stabilité des bouchons augmente car l'importance relative des effets capillaires par rapport aux effets gravitaires augmente, comme le montrent les valeurs de Bo et Co_{cond} dans le tableau IV-5. Les bouchons peuvent atteindre une hauteur de 6-7 cm dans les tubes de diamètre 8 mm (figure IV-12) avant de chuter sous l'effet de la gravité. Les bouchons de liquide peuvent en effet coalescer entre eux, augmentant leur taille et leur stabilité face aux perturbations. Les tubes de plus petit diamètre, quant à eux, se retrouvent complètement envahis par des colonnes de liquide stables (figure IV-13), ce qui entraîne un blocage de la condensation dans les ailettes et, si le remplissage est insuffisant, un assèchement de l'évaporateur. Ce phénomène est comparable au « blocage capillaire » décrit par Teng *et al.* [114] dans les thermosiphons (section IV.1.2).



Figure IV-11 :
Condensation de
l'eau en gouttes



Figure IV-12 : Bouchons de liquide dans des tubes de diamètre
11 mm (gauche) et 8 mm (centre et droite)

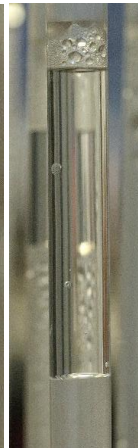


Figure IV-13 : Tubes de
diamètre 5 mm envahis par des
colonnes de liquide stables

Pour les plus grands diamètres (8 et 11 mm), la formation de bouchons à la base des tubes requiert un apport de liquide depuis l'évaporateur. Cet apport résulte d'un « effet geyser », tel que défini dans la partie IV.1.1, qui est lié à l'ébullition confinée. Les bulles de vapeur formées à basse pression grossissent rapidement, entrent en contact avec la base des tubes et emprisonnent du liquide venant de l'évaporateur au-dessus d'elles. À intervalles réguliers, du liquide est ainsi poussé par la vapeur dans les différents tubes, comme illustré sur la figure IV-14. Ces projections de liquide sont d'autant plus fréquentes et de hauteur importante que l'ébullition est intense. En outre, pour les mêmes conditions

expérimentales, le liquide monte plus haut lorsque le diamètre des ailettes diminue, et le phénomène concerne davantage de tubes.

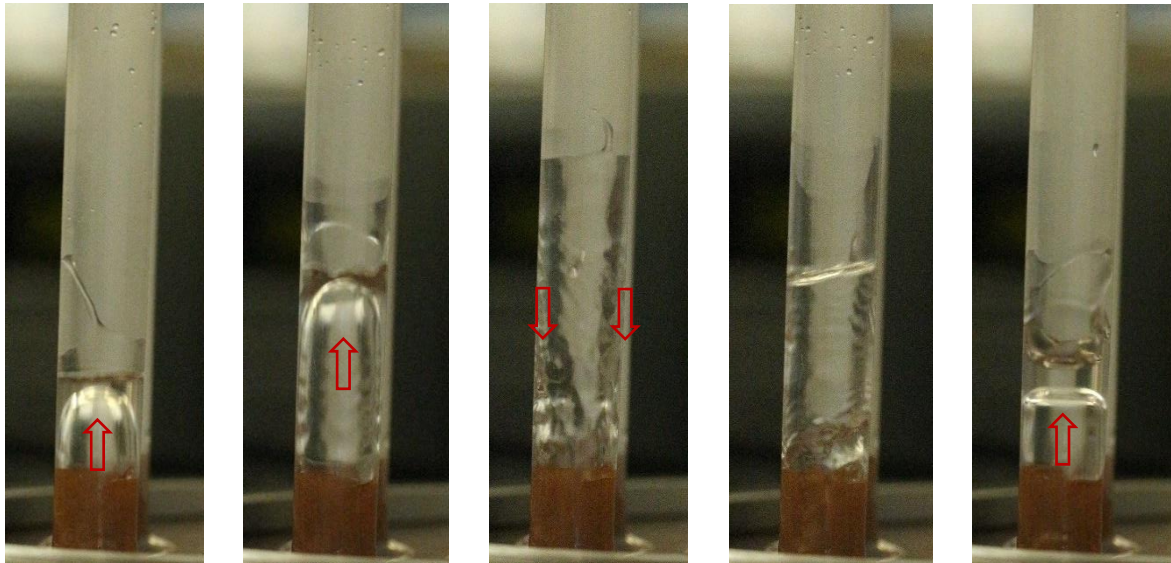


Figure IV-14 : Série de photographies illustrant l'« effet geyser » lors d'un fonctionnement à l'eau ($\varnothing 11$ mm, $\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 95/64$ W, charge 6)

Pour les tubes de diamètre 5 mm, l'apport de liquide depuis l'évaporateur n'est pas nécessaire à la naissance d'un bouchon. En effet, l'écoulement descendant des gouttes de condensat peut provoquer la formation d'un bouchon à la base du tube concerné. Celui-ci remonte ensuite le long de l'ailette, poussé par la vapeur montante. Ce phénomène se déroule plus lentement que la formation et la projection de bouchons liées à l'« effet geyser ». Ainsi, des bouchons de liquide peuvent continuer à apparaître même si le remplissage est très faible et que l'évaporateur est proche de l'assèchement. La formation de bouchons de liquide en l'absence d'effet geyser est vraisemblablement liée à des instabilités capillaires. En effet, les forces capillaires sont particulièrement importantes au sein des tubes de diamètre 5 mm, comme le montre la valeur du nombre de confinement $Co_{cond} = 0,50$ (tableau IV-5).

Enfin, l'envahissement spontané de certains tubes par du liquide venant de l'évaporateur a parfois été observé lors d'essais avec un fort remplissage (charge supérieure ou égale à 13) et ce, quel que soit le diamètre. Les tubes sont envahis de liquide à partir de leur base sur toute la hauteur ou partiellement. Une fois formées, les colonnes de liquide restent statiques et sont d'autant plus difficiles à déstabiliser qu'elles sont hautes. Parfois, des bulles de vapeur parviennent à remonter le long d'une colonne et à provoquer sa chute. Généralement, l'envahissement réapparaît ensuite, dans le même tube ou dans un autre. Des chutes de colonne ont alors lieu de façon intermittente sur des temps relativement longs et ont un impact sur l'évolution des températures.

En plus du régime « stable oscillant » défini précédemment et illustré dans le cas de l'eau sur la figure IV-15, deux régimes de fonctionnement intermittents sont identifiés en couplant les mesures aux observations :

- Un régime d'« ébullition intermittente » (figure IV-16) caractérisé par des augmentations et diminutions régulières des températures et de la pression sur des cycles d'environ 1 à 2 minutes. Les évolutions des températures et de la pression sont corrélées. Ce régime de fonctionnement est vraisemblablement lié à l'ébullition à basse pression, qui entraîne la formation intermittente et abrupte de bulles de grande taille. L'apparition de ce régime dépend de la puissance et de la charge. L'amplitude des oscillations est plus grande sur la figure IV-16 (a) que (b) en raison d'une ébullition plus développée à forte puissance.
- Un régime de « chute de liquide intermittente », qui apparaît uniquement lorsque les bouchons de liquide sont instables, c'est-à-dire pour les tubes de diamètre 8 et 11 mm. Il correspond à l'alternance de phases *calmes* et *agitées* sur des durées de l'ordre de la minute à plusieurs

dizaines de minutes. Cette alternance est liée à des retours de liquide plus ou moins importants depuis le condenseur vers l'évaporateur, tels que la chute de colonnes ou de bouchons de liquide ou un « effet geyser » qui s'interrompt. Ces phénomènes augmentent périodiquement la charge effective à l'évaporateur et l'impact du confinement sur l'ébullition. La figure IV-17 présente deux exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées en régime « chute de liquide intermittente », avec des courbes légèrement différentes pour les deux diamètres.

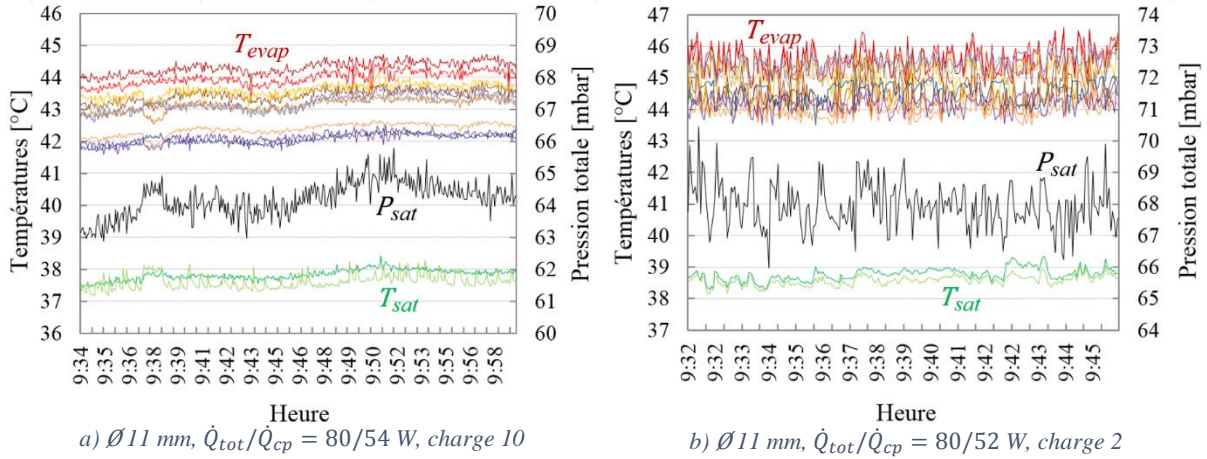


Figure IV-15 : Exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées en régime « stable oscillant »

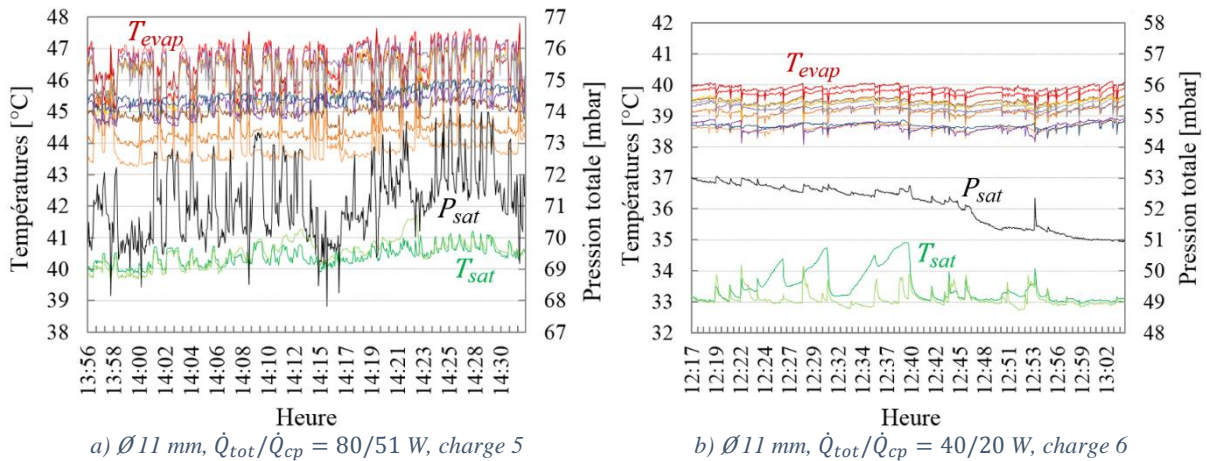


Figure IV-16 : Exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées en régime d'« ébullition intermittente »

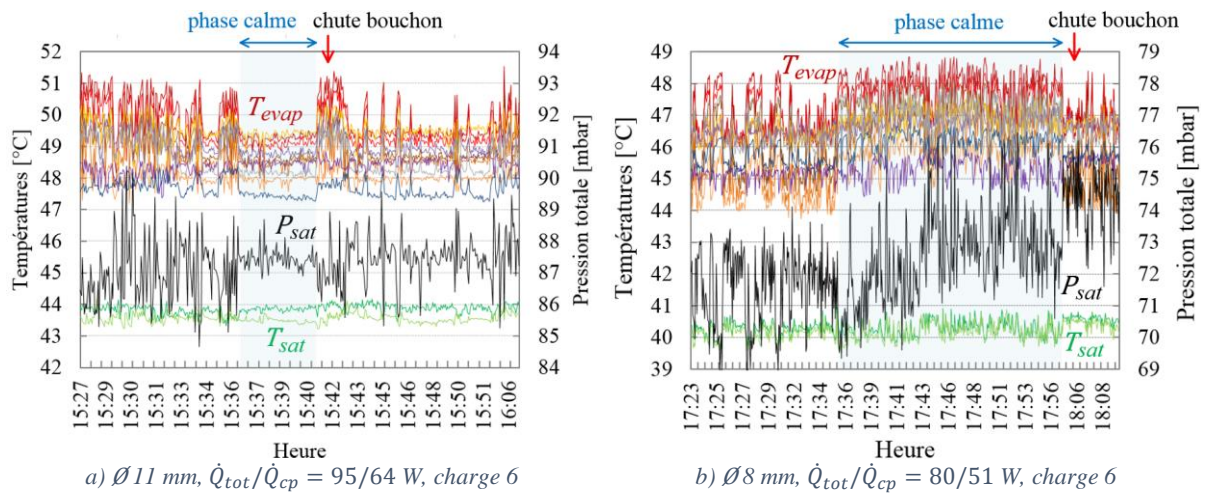


Figure IV-17 : Exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées en régime de « chute de liquide intermittente »

Pour les tubes de diamètre 11 mm (figure IV-17a), les phases calmes et agitées peuvent être distinguées grâce à une différence significative de l'amplitude des oscillations entre les deux phases. Pour les tubes de diamètre 8 mm (figure IV-17b), la phase agitée est observable au cours des essais en raison d'une augmentation de la fréquence et de l'intensité des phénomènes hydrodynamiques par rapport à la phase calme mais, sur les courbes, l'amplitude des oscillations reste approximativement la même pour les deux phases.

Les régimes sont parfois compliqués à distinguer pour plusieurs raisons : les deux régimes intermittents sont liés à des phénomènes distincts et peuvent se superposer ; de fortes oscillations peuvent masquer le régime d'« ébullition intermittente » et, enfin, la durée d'acquisition est parfois insuffisante pour conclure sur la présence d'un régime de « chute de liquide intermittente » puisque celui-ci apparaît parfois pour des durées supérieures à 30 minutes. La figure IV-18 ci-dessous présente des résultats de mesures plus difficiles à interpréter que ceux fournis précédemment : une superposition des deux régimes intermittents est en effet visible sur la figure IV-18a, tandis que les courbes de la figure IV-18b suggèrent un régime d'« ébullition intermittente », avec toutefois quelques oscillations de grande amplitude qui indiquent qu'un régime de « chute de liquide intermittente » pourrait éventuellement se manifester sur un temps plus long.

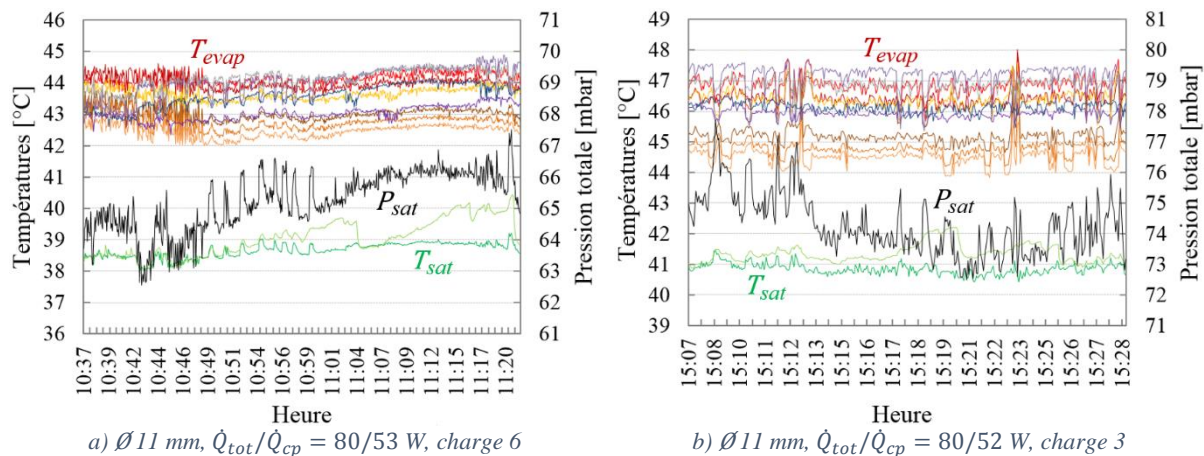


Figure IV-18 : Exemples d'évolution des températures et de la pression mesurées avec une superposition de régimes

Deux cartes des régimes de fonctionnement ont été amorcées sur la figure IV-19, pour les condenseurs à ailettes de diamètre 8 et 11 mm fonctionnant à l'eau. Des essais complémentaires sont nécessaires pour les compléter et confirmer les résultats obtenus. L'apparition des différents régimes dépend de la charge en fluide (axe des abscisses) et de la puissance transférée par changement de phase (axe des ordonnées). L'incertitude sur la charge en fluide, qui s'élève à ± 2 , n'apparaît pas sur les

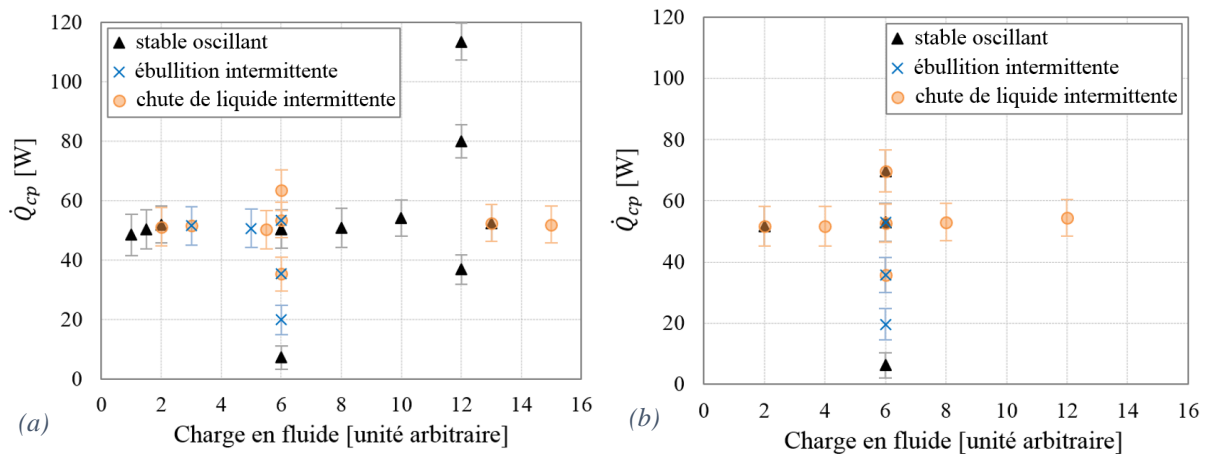


Figure IV-19 : Régimes de fonctionnement identifiés en fonction de la puissance \dot{Q}_{cp} et de la charge en fluide (a) \varnothing 11 mm, (b) \varnothing 8 mm

graphiques pour une meilleure lisibilité. Comme expliqué précédemment, le régime de « chute de liquide intermittente » résulte de chutes de bouchons de liquide ou de l'effet geyser mais, lorsque ces phénomènes sont nombreux et bien répartis dans le temps et l'espace avec une ébullition développée et régulière, un régime « stable oscillant » est observé. Ce régime se manifeste également lorsque la charge en fluide ou la puissance sont très faibles car, dans le premier cas, l'ébullition n'impacte pas le condenseur (pas d'effet geyser ou de formation de bouchons de liquide) et, dans le second cas, il n'y a plus d'ébullition. En effet, lorsque la puissance est inférieure à environ 20 W pour une charge en fluide s'élevant à 6, la surchauffe à l'évaporateur est insuffisante pour provoquer l'ébullition nucléée et l'apparition du régime d'« ébullition intermittente ». Le régime de « chute de liquide intermittente », quant à lui, ne se manifeste qu'à partir d'une puissance de l'ordre de 30-40 W car il n'y a pas d'effet geyser nécessaire à la formation des bouchons de liquide si la puissance est inférieure. La comparaison des figures IV-19 (a) et (b) montre que le régime « stable oscillant » se manifeste sur une large plage de remplissage pour le plus grand diamètre tandis que, pour $D_{int} = 8$ mm, le régime de « chute de liquide intermittente » prédomine. Cela s'explique par la formation et la chute de grands volumes de liquide, bien plus fréquente dans les tubes de diamètre 8 mm. Sur la figure IV-19a, un régime « stable oscillant » est systématiquement observé pour des charges comprises entre 8 et 12.

Dans le cas des tubes de diamètre 5 mm, les bouchons sont très stables donc le régime de « chute de liquide intermittente » n'apparaît pas. En outre, la naissance de bouchons dans les tubes ne nécessitant pas d'apport de liquide depuis l'évaporateur, ceux-ci continuent à se former quel que soit le remplissage effectif. Si la quantité de liquide initiale est insuffisante pour que la surface de l'évaporateur soit complètement mouillée par le liquide dans la configuration où les ailettes sont complètement ennoyées, l'accumulation de liquide au condenseur conduit à un assèchement. Les températures mesurées à la paroi de l'évaporateur en cuivre augmentent alors rapidement, ainsi que la résistance thermique totale. Si, au contraire, il reste une quantité suffisante de liquide à l'évaporateur après l'envahissement complet des ailettes, le régime de fonctionnement dépend de cette quantité de liquide et de la puissance : le régime d'« ébullition intermittente » se manifeste à faible puissance et / ou faible quantité de liquide, tandis que le régime « stable oscillant » apparaît si $\dot{Q}_{cp} \geq 40$ W (pour une charge restante à l'évaporateur de 6) car l'ébullition est plus développée.

IV.3.1.3 Synthèse

La figure IV-20 synthétise les observations réalisées pour les trois fluides testés concernant les phénomènes hydrodynamiques et les régimes de fonctionnement. Ces derniers sont indiqués en couleur violette. Le schéma de la chambre de vapeur à ailettes creuses n'est pas à l'échelle.

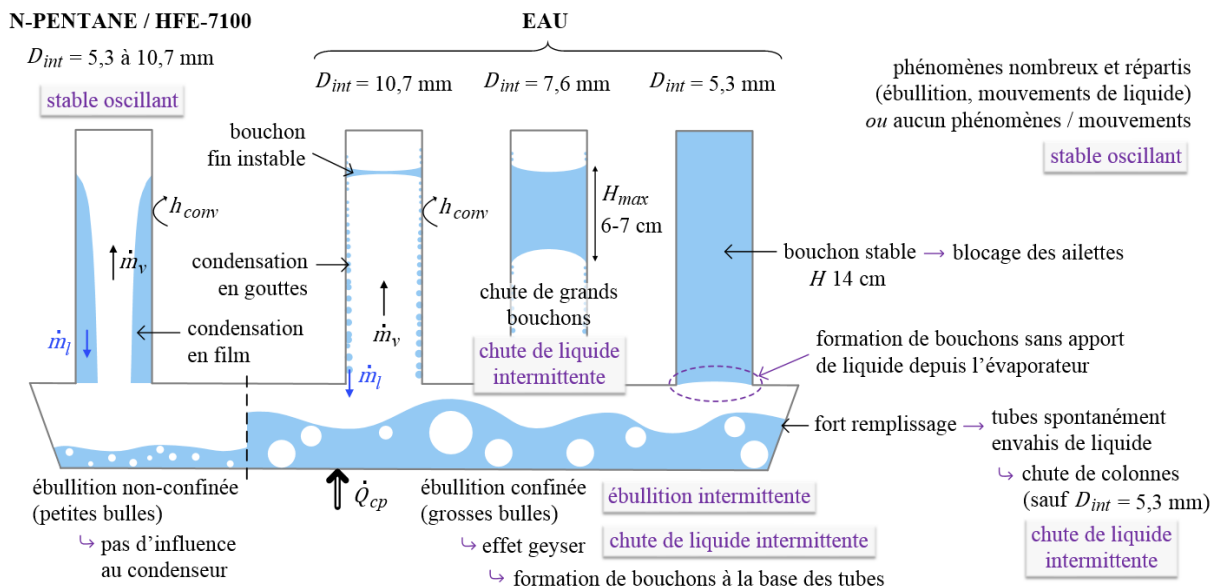


Figure IV-20 : Schéma de synthèse des phénomènes hydrodynamiques observés selon le fluide et le diamètre des tubes

Pour le n-pentane et le HFE-7100, la condensation se fait en film et aucun bouchon de liquide ne se forme dans les tubes. Si l'ébullition apparaît, elle a peu d'influence au condenseur car les bulles formées sont de petite taille. Le seul régime de fonctionnement observé dans ces conditions est « stable oscillant ».

Lors d'un fonctionnement à l'eau, la condensation en gouttes se produit et différents phénomènes intermittents peuvent avoir lieu au condenseur suivant la charge en fluide, le diamètre des ailettes et la puissance. La plupart de ces phénomènes résultent de l'interaction entre l'évaporateur et le condenseur, liée à l'ébullition confinée à basse pression ($Co_{evap} = 0,21$). L'effet geyser entraîne la projection de liquide dans les tubes du condenseur et, parfois, la formation de bouchons de liquide, qui remontent ensuite vers l'extrémité supérieure des tubes poussés par la vapeur. Plus le diamètre diminue, plus les bouchons sont stables, jusqu'à entraîner un blocage complet des ailettes pour $D_{int} = 5,3$ mm. Ce blocage du condenseur apparaît également en l'absence d'interaction avec l'évaporateur, car l'apport de liquide depuis l'évaporateur n'est pas nécessaire à la naissance de bouchons au sein des plus petits tubes. En effet, les instabilités capillaires y sont particulièrement influentes ($Co_{cond} = 0,50$) et peuvent être à l'origine de la formation de bouchons.

D'après le tableau IV-5 permettant de quantifier l'importance relative des effets capillaires et gravitaires au condenseur, celle-ci est comparable pour le pentane avec les tubes de diamètre 5 mm et pour l'eau avec ceux de diamètre 11 mm. En effet, les nombres de Bond et de confinement au condenseur sont proches : dans le premier cas, $Bo = 12$ et $Co_{cond} = 0,29$; dans le second, $Bo = 16$ et $Co_{cond} = 0,25$. Ainsi, dans l'hypothèse d'une réduction de la hauteur de la chambre de vapeur entraînant l'ébullition confinée du pentane, de petits bouchons de liquide pourraient potentiellement se former dans les tubes par le biais de l'effet geyser, comme cela s'est produit avec l'eau. Cependant, il conviendrait de vérifier expérimentalement ce phénomène car la mouillabilité des deux fluides est très différente. Or, la mouillabilité influence le type de condensation, mais aussi la stabilité des bouchons de liquide (voir chapitre V) et, sans doute, leur formation.

IV.3.2 Performances thermiques

IV.3.2.1 Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100

L'évolution des différentes résistances thermiques est présentée sur la figure IV-21 en fonction de la puissance transférée par changement de phase pour la chambre de vapeur chargée en n-pentane ou en HFE-7100. Les résistances à l'évaporateur, de condensation, de la paroi et de convection sont *cumulées*. Les graphiques présentent également l'évolution de la résistance à vide (ligne en tirets rouges) et de la résistance totale du système $R_{th,tot}$. Cette dernière se rapportant à la puissance totale transférée par la chambre de vapeur, la courbe orange est à distinguer des autres. Dans chaque cas, les essais sont

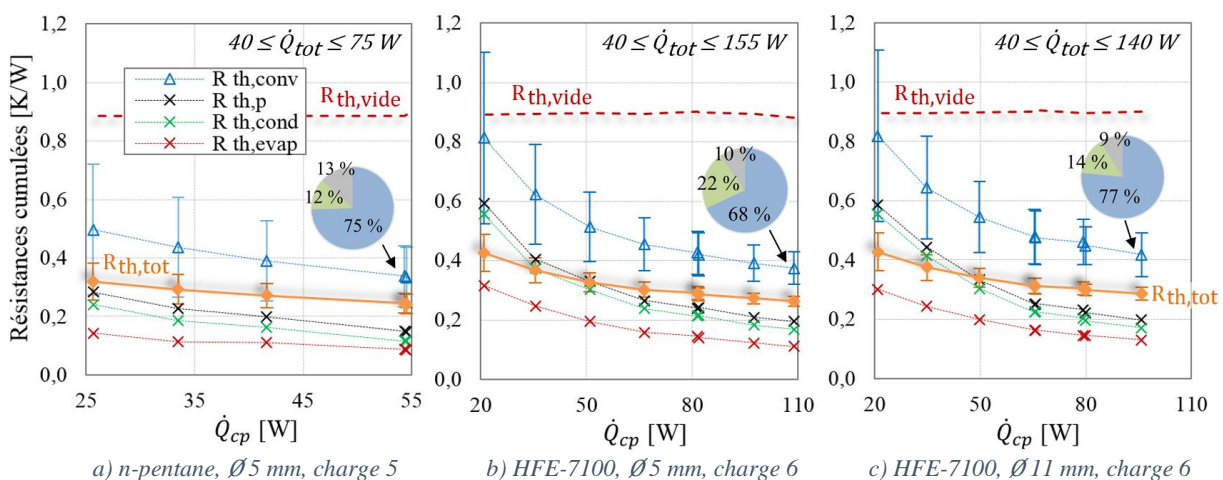


Figure IV-21 : Évolution de la décomposition de $R_{th,condenseur}$ et des résistances $R_{th,tot}$ et $R_{th,vide}$ en fonction de la puissance transférée par changement de phase

menés avec une charge en fluide constante et optimisée pour les plus fortes puissances. Le régime de fonctionnement est indiqué par la forme des marques de données de $R_{th,conv}$, en accord avec la légende de la figure IV-19. Ici, il s'agit du régime « stable oscillant ». Enfin, les résultats obtenus à très faible puissance, lorsque les gaz incondensables occupent plus de la moitié de la hauteur utile des ailettes, ont été écartés.

Les valeurs des résistances de conduction à travers la paroi et de convection sont quasiment indépendantes de la puissance, ce qui n'est pas le cas de $R_{th,evap}$ et $R_{th,cond}$, qui diminuent quand la puissance augmente. Pour la résistance à l'évaporateur, cela s'explique par une ébullition de plus en plus développée. Au condenseur, la théorie prédit une augmentation de la résistance thermique avec l'augmentation de \dot{Q}_{cp} , en lien avec une augmentation du débit de condensat et de l'épaisseur de film, ce qui est contraire aux observations. L'impact des gaz incondensables, plus important à faible puissance, est potentiellement à l'origine de l'évolution réelle de $R_{th,cond}$. En outre, les incertitudes sur la résistance de condensation ne sont pas indiquées sur les courbes pour une meilleure lisibilité, mais elles sont particulièrement élevées, ce qui rend l'interprétation des résultats délicate.

La décomposition de $R_{th,condenseur}$ (qui exclut la résistance à l'évaporateur et permet ainsi de caractériser uniquement les performances du condenseur) est présentée sur chaque graphique sous forme de diagramme circulaire au point de plus haute puissance. Pour le pentane comme pour le HFE, la résistance convective est largement prépondérante : le refroidissement par air est donc limitant, comme cela a été mis en évidence dans le chapitre II.

La comparaison des figures IV-21 (a) et (b) montre qu'à puissance comparable, les performances sont meilleures avec le pentane qu'avec le HFE : les résistances $R_{th,evap}$ et $R_{th,cond}$ sont plus faibles sur la figure IV-21a, de même que la part de la résistance de condensation. Cela est cohérent avec les nombres de mérite donnés dans le tableau IV-3 et s'explique notamment par une chaleur latente du pentane trois fois plus élevée, menant à des débits de vapeur et de condensat plus faibles. La pression de saturation plus réduite du HFE pour une température donnée permet toutefois de monter plus haut en puissance, améliorant ainsi la performance globale. Les résistances totales minimales mesurées s'élèvent respectivement à 0,24 et 0,26 K/W pour le pentane et le HFE. Elles sont trois à quatre fois plus faibles que la résistance à vide.

La comparaison des figures IV-21 (b) et (c) montre que l'augmentation du diamètre de 5 à 11 mm n'a pas d'impact visible sur les résistances $R_{th,evap}$, $R_{th,cond}$ et $R_{th,p}$, mais entraîne une légère augmentation de la résistance convective (+16 % en moyenne). En effet, la surface d'échange est identique entre les deux condenseurs, mais l'augmentation du diamètre réduit le coefficient d'échange convectif, comme montré en annexe B. Pour une puissance totale de 140 W ($\dot{Q}_{cp} \approx 97$ W), la résistance totale augmente alors de 5 % (0,27 → 0,29 K/W). Ces résultats confirment l'intérêt d'une diminution du diamètre des tubes pour améliorer la performance globale du système grâce à un meilleur coefficient d'échange externe, mais également en gagnant en compacité afin d'augmenter le nombre de tubes.

IV.3.2.2 Chambre de vapeur chargée en eau

Une analyse similaire est menée à partir de la figure IV-22 pour la chambre de vapeur chargée en eau, pour laquelle les trois condenseurs ont été testés. Comme avec les autres fluides, les performances s'améliorent globalement quand la puissance augmente.

Pour les deux plus grands diamètres (figures IV-22a et IV-22b), la résistance convective est largement prépondérante au sein de $R_{th,condenseur}$. Ainsi, le refroidissement par air est de nouveau limitant, malgré la formation de bouchons de liquide instables dans les ailettes. En outre, le passage d'un diamètre 11 mm à 8 mm modifie peu les performances absolues et relatives, même si les régimes de fonctionnement sont parfois différents. Ceux-ci sont indiqués sur la figure IV-22 via la forme des marques de données de $R_{th,conv}$ (voir légende de la figure IV-19). Des essais complémentaires sont nécessaires, mais les différents régimes identifiés ne semblent pas avoir d'influence significative sur les performances au condenseur indépendamment de la puissance transférée. L'influence de la puissance, du diamètre des tubes et des régimes de fonctionnement est étudiée plus en détail en annexe F par le

calcul des coefficients d'échange en ébullition et en condensation, sans parvenir à des conclusions définitives. Pour les tubes de diamètre 8 mm et 11 mm, la résistance totale minimale mesurée s'élève à 0,26 K/W et 0,27 K/W, respectivement, et est trois fois inférieure à $R_{th,vide}$.

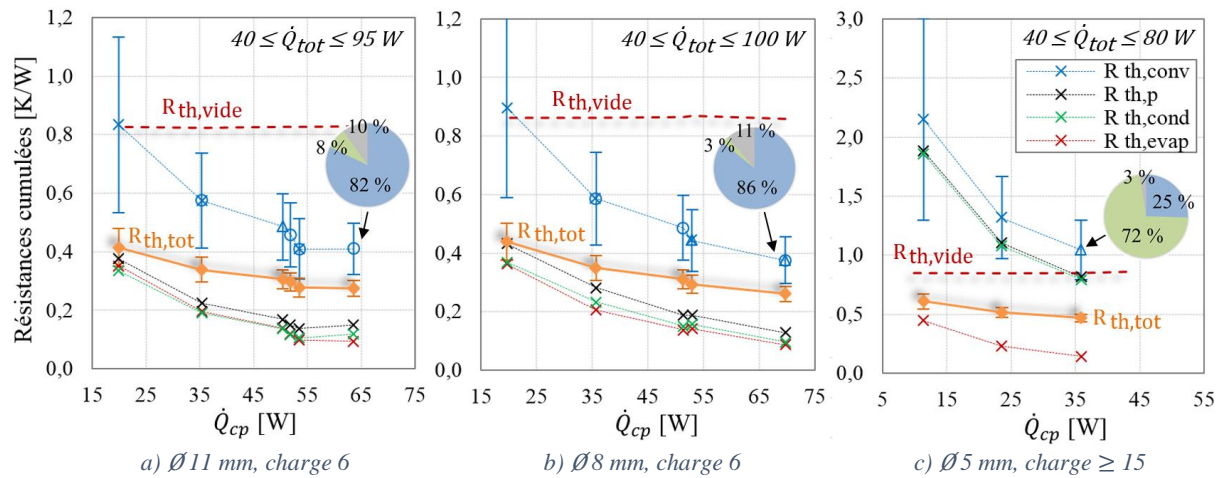


Figure IV-22 : Évolution de la décomposition de $R_{th,condenseur}$ et des résistances $R_{th,tot}$ et $R_{th,vide}$ en fonction de la puissance transférée par changement de phase pour la chambre de vapeur chargée en eau

Dans le cas des tubes de diamètre 5 mm, la stabilité des bouchons de liquide est très importante et empêche le liquide de redescendre à l'évaporateur, entraînant soit un assèchement, soit un fonctionnement dans lequel toutes les ailettes sont envahies de liquide. Les quelques points de données obtenus hors assèchement sont présentés sur la figure IV-22c. Les performances au condenseur sont significativement dégradées par le blocage capillaire, en particulier la résistance de condensation, qui était précédemment négligeable. Pour une puissance \dot{Q}_{cp} de 36 W, celle-ci est multipliée par vingt lors du passage d'un diamètre 8 mm à 5 mm ($0,03 \rightarrow 0,65$ K/W) et devient prépondérante. Ainsi, la somme des quatre résistances $R_{th,evap}$, $R_{th,cond}$, $R_{th,p}$ et $R_{th,conv}$ est supérieure à la résistance à vide, donc la majorité du flux de chaleur est transférée par l'enveloppe de la chambre de vapeur. Il en résulte une résistance totale minimale de 0,47 K/W. Cette valeur est 50 % plus élevée que celle mesurée avec un diamètre 8 mm pour la même puissance totale.

IV.3.2.3 Synthèse

La figure IV-23 permet de comparer les résistances totales obtenues pour les trois fluides. La charge en fluide est comparable pour toutes les séries de données, sauf pour l'eau avec les tubes de diamètre 5 mm. Dans ce cas, la charge a été augmentée pour éviter l'assèchement car les tubes sont envahis par des colonnes de liquide stables, ce qui dégrade les performances thermiques de manière significative. Dans tous les autres cas, les ailettes fonctionnent et les changements de fluide ont plus d'influence sur les performances que les variations de diamètre. Les phénomènes hydrodynamiques sont les mêmes pour le pentane et le HFE, mais la résistance totale est plus faible avec le pentane, dont le nombre de mérite est plus élevé grâce à sa chaleur latente trois fois supérieure à celle du HFE. Le nombre de mérite de l'eau est de loin le plus important (voir tableau IV-3), mais ses performances sont moins bonnes que celles du pentane et à peine meilleures que celles obtenues avec le HFE. La comparaison des figures IV-21 et IV-22 montre que la résistance à l'évaporateur est plus faible pour le pentane que pour l'eau en raison du confinement de l'ébullition pour cette dernière. La résistance $R_{th,evap}$ reste maximale pour le HFE dont les propriétés thermophysiques sont les moins intéressantes, même si son ébullition n'est pas confinée. Concernant la condensation, celle de l'eau se fait en gouttes et est plus efficace que la condensation en film du pentane et du HFE. En revanche, la résistance convective mesurée avec l'eau est plus importante que celle mesurée avec les autres fluides (+50 % en moyenne) alors que les conditions de refroidissement sont similaires. Cela s'explique vraisemblablement par la présence de bouchons de liquide instables dans les tubes, réduisant la surface d'échange effective du

condenseur. Cette réduction de surface affecte de manière importante la convection, qui est le phénomène limitant, et a peu d'effet sur la condensation de l'eau car elle est particulièrement efficace. Ainsi, les performances avec l'eau pourraient potentiellement être améliorées en s'assurant de l'absence de bouchons. Des essais complémentaires sont recommandés, soit avec des tubes de plus grand diamètre, soit avec une ébullition moins confinée pour éviter la formation de bouchons provoquée par l'effet geysier.

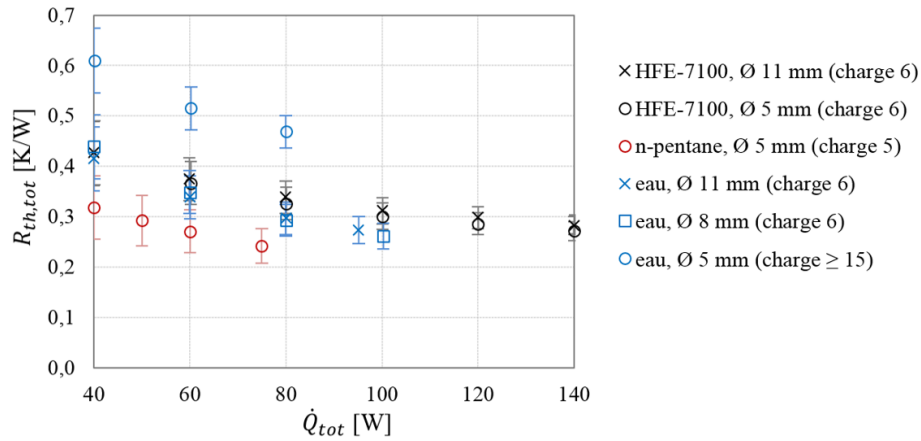


Figure IV-23 : Comparaison des résistances thermiques totales pour les différents fluides et diamètres testés

IV.4. Conclusions

D'après la littérature sur les phénomènes hydrodynamiques dans les thermosiphons, le niveau de confinement a une influence significative sur les régimes de fonctionnement qui, à leur tour, impactent les performances thermiques. L'effet du confinement se manifeste dans les thermosiphons si le nombre sans dimension Co (équation (IV-1)) est supérieur à environ 0,2. Le confinement de l'ébullition entraîne des projections de liquide au condenseur, ce qui n'est pas propice aux transferts thermiques. Parfois, des bouchons de liquide se forment et oscillent au condenseur, réduisant sa surface d'échange effective. Les bouchons de liquide ne proviennent pas forcément d'une interaction avec l'évaporateur : ils peuvent aussi apparaître sous l'effet d'instabilités capillaires. S'ils sont stables, le condenseur se retrouve envahi de liquide, ce qui dégrade ses performances thermiques de manière importante. On parle alors de blocage capillaire. Ce phénomène peut en outre contribuer à l'assèchement de l'évaporateur.

De la même manière que pour les thermosiphons, des essais expérimentaux ont été menés dans le cadre de cette thèse afin de visualiser les phénomènes hydrodynamiques siégeant dans une chambre de vapeur à ailettes creuses, notamment au niveau du condenseur, et de comprendre leur impact sur les performances thermiques du système. Trois condenseurs transparents en polymère avec des ailettes de différents diamètres intérieurs (5,3 mm, 7,6 mm et 10,7 mm) ont été testés afin de faire varier le niveau de confinement au condenseur. De plus, trois fluides ont été utilisés : le n-pentane, le HFE-7100 et l'eau. Leurs propriétés thermophysiques sont différentes, de même que leur mouillabilité sur la paroi en polymère, ce qui influence les régimes de fonctionnement identifiés dans chaque cas.

Le fonctionnement de la chambre de vapeur chargée en pentane ou en HFE est relativement stable. Ces deux fluides étant très mouillants sur le polymère, la condensation à l'intérieur des ailettes se fait en film. En outre, quel que soit le diamètre des tubes, aucun bouchon de liquide ne se forme au condenseur. Enfin, si l'ébullition apparaît, elle a peu d'influence au condenseur car les bulles formées sont de petite taille (faible niveau de confinement).

Lors d'un fonctionnement avec l'eau, en revanche, la condensation en gouttes se produit et différents phénomènes intermittents peuvent avoir lieu au condenseur suivant le remplissage, le diamètre des ailettes et la puissance. Parmi les trois fluides testés, l'eau présente la longueur capillaire la plus importante, donc le niveau de confinement le plus élevé. La plupart des phénomènes observés résultent de l'interaction entre l'évaporateur et le condenseur, liée à l'ébullition confinée à basse pression

($Co_{evap} = 0,21$). Un « effet geyser » entraîne la projection de liquide dans les tubes du condenseur et, parfois, la formation de bouchons de liquide, qui remontent ensuite vers l'extrémité supérieure des tubes poussés par la vapeur. Plus le diamètre diminue, plus les bouchons sont stables, jusqu'à entraîner un blocage complet des ailettes de diamètre intérieur 5,3 mm. Ce blocage du condenseur apparaît également en l'absence d'interaction avec l'évaporateur, car l'apport de liquide depuis l'évaporateur n'est pas nécessaire à la naissance de bouchons au sein des plus petits tubes. En effet, les instabilités capillaires y sont particulièrement influentes ($Co_{cond} = 0,50$).

L'analyse des résistances thermiques montre que les transferts par convection sont limitants, sauf dans le cas où des bouchons de liquide stables se forment, bloquant le retour du condensat à l'évaporateur et aboutissant à l'envahissement complet des tubes. Si le remplissage est suffisant pour éviter l'assèchement de l'évaporateur, la résistance de condensation devient alors prépondérante devant la résistance convective et les performances globales sont significativement dégradées. La présence de bouchons instables semble également impacter les performances dans une moindre mesure. En effet, s'ils ne chutent pas rapidement, ils diminuent la surface d'échange effective du condenseur, ce qui augmente la résistance de convection déjà prépondérante. Pourtant, en présence de bouchons instables, les différents phénomènes et régimes de fonctionnement identifiés pour l'eau semblent avoir un impact réduit sur les performances de la chambre de vapeur à ailettes creuses, même s'ils sont à l'origine d'oscillations des températures et de la pression pas forcément souhaitables. Des essais complémentaires pourraient être menés pour compléter les cartes des régimes de fonctionnement et mieux caractériser l'impact des bouchons instables sur les performances thermiques.

Finalement, l'amélioration des performances d'une chambre de vapeur à ailettes creuses requiert l'optimisation du refroidissement externe par convection, généralement limitant. Cette optimisation passe par une réduction du diamètre des ailettes, qui permet d'augmenter la surface d'échange convective en multipliant les tubes. Cependant, en dessous d'un diamètre critique, des bouchons de liquide apparaissent et dégradent les performances. La dégradation est particulièrement importante lorsque les bouchons de liquide sont stables, car ils entraînent alors un blocage du condenseur. Il y a donc un compromis à trouver entre l'optimisation des performances en convection et le maintien d'un régime de condensation qui n'empêche pas le bon fonctionnement du système. La détermination du diamètre minimal à partir duquel les bouchons sont stables est cruciale pour un dimensionnement pertinent. Ce diamètre dépend des propriétés du fluide utilisé et du matériau de la paroi des ailettes.

Il est également possible de travailler à déstabiliser les bouchons de liquide ou à drainer le condensat depuis les tubes vers l'évaporateur afin de réduire le diamètre critique et améliorer encore les performances. D'après Robinson *et al.* [4], la modification de la mouillabilité de la paroi, qui a déjà été envisagée pour promouvoir la condensation en gouttes dans des thermosiphons de grand diamètre [122-125], pourrait potentiellement permettre de réduire la rétention de liquide en condensation confinée. Dans le cadre de cette thèse, la piste d'une modification de la géométrie du condenseur, notamment de la section transversale des ailettes, est privilégiée. Elle est explorée en détail dans les chapitres V et VI.

Chapitre V : Influence de la géométrie interne des ailettes sur la stabilité des bouchons de liquide en régime quasi-statique

L'optimisation des performances d'un condenseur à ailettes creuses passe par l'amélioration de la convection externe, mais également par la déstabilisation des bouchons de liquide. En effet, même si la surface d'échange nominale est optimisée grâce à l'utilisation de tubes compacts et à leur placement pertinent, la surface d'échange effective peut être réduite du fait de l'apparition de bouchons de liquide stables, qui empêchent la condensation dans la partie du tube située au-dessus du bouchon. La proportion de surface effectivement opérationnelle pour le transfert de chaleur est donc un critère supplémentaire à prendre en compte afin d'optimiser les performances : celle-ci doit être maximisée en évitant l'accumulation de liquide dans les tubes.

L'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de mettre en évidence les différents paramètres et phénomènes intervenant sur la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube et, dans un second temps, d'identifier la géométrie et, en particulier, la section transversale la plus pertinente afin d'optimiser les performances du condenseur à ailettes, en cherchant notamment un compromis entre (in)stabilité des bouchons et compacité. L'influence de la géométrie sur la stabilité des bouchons est étudiée en régime quasi-statique à l'aide de résultats issus de la littérature, d'un modèle numérique et de résultats expérimentaux.

Le présent chapitre introduit tout d'abord la notion d'équilibre d'un bouchon de liquide dans un tube, sur laquelle repose l'ensemble de l'analyse en régime quasi-statique. Les principaux paramètres et phénomènes identifiés dans la littérature comme stabilisants ou déstabilisants pour les bouchons de liquide sont ensuite détaillés. Dans un second temps, l'étude s'intéresse à l'influence de la section transversale sur la stabilité : les résultats de la modélisation numérique d'un ménisque dans des tubes de différentes sections sont présentés, suivis par l'analyse des essais expérimentaux réalisés au sein de tubes ouverts en l'absence de condensation. Des essais avec des condenseurs dont les ailettes sont de section non-circulaire ont également été réalisés, mais ils sont présentés dans le cadre de l'étude en régime dynamique du chapitre VI.

V.1. Équilibre d'un bouchon de liquide dans un tube

Considérons un bouchon de liquide de hauteur H en équilibre dans un tube circulaire vertical de diamètre intérieur D_{int} , fermé à son extrémité supérieure. Le système Σ est défini sur la figure V-1. Les grandeurs relatives au ménisque supérieur et à la zone située au-dessus du bouchon sont affectées de l'indice 1, tandis que celles relatives à la zone inférieure ont un indice 2. Les différentes forces agissant sur le volume liquide sont :

- Le poids $\vec{P} = -mg\vec{z}$,
- La résultante des forces de pression \vec{F}_p , non nulle si $P_1 \neq P_2$,
- Les forces capillaires, qui s'exercent au niveau des lignes de contact et sont symbolisées par les vecteurs \vec{F}_1 et \vec{F}_2 . Leur résultante est verticale (géométrie axisymétrique), et nulle si les angles de contact θ_1 et θ_2 sont égaux.

En négligeant la contribution des ménisques dans le volume total du bouchon, l'équilibre des forces sur l'axe z se traduit par l'équation :

$$-\rho_l g \frac{\pi}{4} D_{int}^2 H + (P_2 - P_1) \frac{\pi}{4} D_{int}^2 + \sigma (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \pi D_{int} = 0 \quad (V-1)$$

En conditions isothermes, dans le cas d'un fluide pur à l'état d'équilibre liquide-vapeur, la pression est identique de part et d'autre du bouchon de liquide et égale à la pression de saturation. La résultante des forces de pression est donc nulle et seules les forces capillaires peuvent compenser le poids du liquide. Ainsi, un équilibre est possible si et seulement si θ_1 est différent de θ_2 : c'est grâce à l'hystérésis d'angle de contact qu'une colonne de liquide peut rester statique dans une ailette verticale du condenseur.

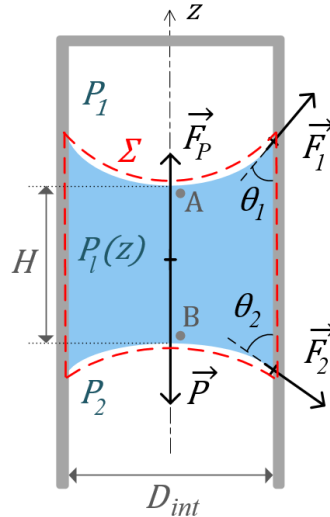


Figure V-1 : Équilibre d'un bouchon de liquide dans un tube vertical

La relation (V-1) peut être retrouvée par un raisonnement sur les pressions. La pression juste sous l'interface du ménisque supérieur (point A sur la figure V-1) est donnée par la loi de Laplace :

$$P_A = P_1 - \frac{4\sigma \cos \theta_1}{D_{int}} \quad (V-2)$$

En effet, lorsque l'impact de la gravité sur la courbure du ménisque est négligeable, cette dernière est constante et égale à $4 \cos \theta_1 / D_{int}$ car le ménisque est de forme sphérique. De même, la pression juste au-dessus du ménisque inférieur (point B) s'exprime :

$$P_B = P_2 - \frac{4\sigma \cos \theta_2}{D_{int}} \quad (V-3)$$

La différence entre les pressions A et B est hydrostatique : il pèse sur le point B une hauteur de liquide H. L'équilibre des pressions s'écrit ainsi :

$$P_B - P_A = P_2 - P_1 + \frac{4\sigma}{D_{int}} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) = \rho_l g H \quad (V-4)$$

L'objectif du présent chapitre est d'identifier les paramètres permettant de déstabiliser les éventuels bouchons au sein d'un condenseur à ailettes en fonctionnement. Que le raisonnement soit mené en termes de forces ou de pressions, l'équilibre dans un tube de section circulaire lorsque $P_1 = P_2$ est défini par :

$$\Delta P_{hydro} = \rho_l g H = \frac{4\sigma}{D_{int}} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (V-5)$$

Le paramètre ΔP_{hydro} permet de quantifier le poids maximal de liquide soutenu par les forces capillaires grâce à l'hystérésis d'angle de contact. Il doit être le plus réduit possible dans une optique de déstabilisation des bouchons. ΔP_{hydro} dépend des angles de contact θ_1 et θ_2 . De plus, il diminue avec la tension superficielle σ du liquide et quand le diamètre intérieur du tube augmente.

Pour toute géométrie de tube, notamment lorsque la section transversale est non-circulaire, le paramètre de stabilité ΔP_{hydro} s'exprime de façon plus générale à l'aide des courbures C_1 et C_2 des ménisques supérieur et inférieur, respectivement :

$$\Delta P_{hydro} = \rho_l g H = \sigma (C_2 - C_1) \quad (V-6)$$

L'effet de la taille du tube et de l'hystérésis d'angle de contact est alors inclus dans celui de la courbure de façon implicite et dépend de la géométrie. La courbure de chaque interface est considérée constante.

Il s'agit d'une grandeur algébrique, définie positive lorsque le centre de courbure se situe au sein du volume liquide.

Un phénomène de drainage du liquide peut apparaître dans certaines conditions lorsque la section du tube présente des angles. Le liquide constituant le bouchon se place alors dans les angles sous l'effet de forces capillaires. Les conditions d'apparition du drainage sont abordées dans la section V.1.5.2. Le drainage a été inclus dans l'étude en régime quasi-statique dans la mesure où, lorsqu'il n'entraîne pas la disparition du bouchon, il a un effet sur ΔP_{hydro} à travers la modification de la courbure des interfaces qu'il entraîne. Toutefois, si le tube est suffisamment long et les angles vifs, le drainage aboutit en théorie à une disparition du bouchon. Ce phénomène est donc particulièrement intéressant pour notre application et est étudié en détail dans le chapitre VI. L'optimisation de la dynamique du drainage est en effet un levier d'action à distinguer de la déstabilisation quasi-statique proposée dans un premier temps.

Tout d'abord, l'influence des propriétés de la paroi sur la mouillabilité et l'hystérésis d'angle de contact est abordée. En effet, la mouillabilité et l'hystérésis jouent sur le paramètre de stabilité ΔP_{hydro} défini ci-dessus. Le cas d'un bouchon situé à l'une ou l'autre des extrémités du tube est ensuite étudié car, dans ces conditions, l'équilibre est altéré. La modification de la section longitudinale du tube et l'influence de la forme de sa section transversale font l'objet des deux dernières sous-parties. Les sections longitudinale et transversale affectent directement la courbure des ménisques et, potentiellement, l'hystérésis.

V.1.1 Influence des propriétés de la paroi sur la mouillabilité et l'hystérésis d'angle de contact

La mouillabilité peut être définie comme l'aptitude d'une surface à être mouillée par un liquide. Un paramètre expérimental permettant de caractériser la mouillabilité d'une surface est la mesure de l'angle de contact θ_e à l'équilibre d'une goutte posée : le mouillage est d'autant plus important que cet angle de contact est faible [126]. On dira que le liquide est « plutôt mouillant » si $\theta_e \leq \pi/2$ et « plutôt non mouillant » si $\theta_e > \pi/2$. Toutefois, sur une surface non idéale, l'angle de contact statique observé n'est pas unique et dépend de la façon dont le système a été « préparé » [115]. Sa valeur est comprise entre celle de l'angle statique d'avancée θ_a , angle limite à partir duquel la ligne de contact se met à avancer, et celle de l'angle statique de recul θ_r , angle à partir duquel la ligne de contact se met à reculer. Ces angles limites peuvent être mesurés en gonflant ou dégonflant la goutte posée (figure V-2).

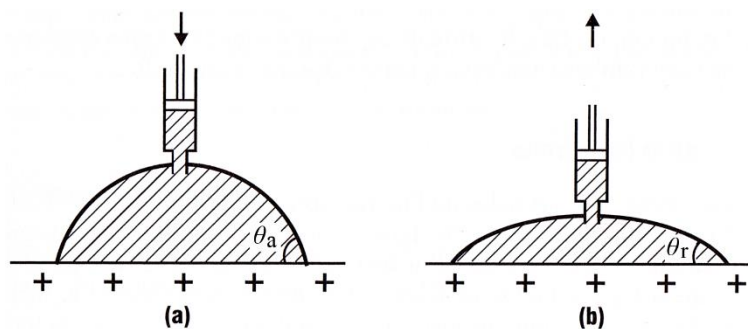


Figure V-2 : Angle d'avancée (a) quand on gonfle la goutte, et de recul (b) quand on la vide par aspiration [115]

La différence entre θ_a et θ_r porte le nom d'hystérésis de mouillage. Comme évoqué précédemment, c'est grâce à l'hystérésis qu'une colonne de liquide peut rester statique dans un tube vertical. Pour avoir équilibre, la ligne du haut doit résister au recul et la ligne du bas à l'avancée, d'où $\theta_1 > \theta_r$ et $\theta_2 < \theta_a$ [115]. La mouillabilité et, en particulier, l'hystérésis jouent donc un rôle prépondérant dans la stabilité des bouchons de liquide. Or, ils dépendent fortement des propriétés de la paroi, notamment de sa rugosité, d'une part, et des interactions physicochimiques avec le fluide en surface, d'autre part. Les études portant sur la mouillabilité sont généralement menées en observant des gouttes de liquide. Toutefois, les principes explicités ci-après sont également applicables à l'étude de ménisques statiques dans des tubes.

V.1.1.1 État de surface de la paroi

Pour éviter les effets d'hystérésis, on utilise des surfaces lisses à l'échelle atomique, comme les pastilles de silicium employées en microélectronique ou du verre flotté ayant une surface aussi lisse que celle d'un liquide [115]. Sur une surface possédant des défauts (irrégularités, présence d'impuretés ou inhomogénéité dans la composition chimique), l'hystérésis peut au contraire être grande (50°) et favoriser la stabilité des bouchons. Pour une surface hydrophobe de rugosité croissante, Dettre et Johnson [127] ont observé que l'ampleur de l'hystérésis croît d'abord, passe par un maximum avant de décroître brusquement. Cette transition peut être imputée à la formation de poches gazeuses entre le solide et le liquide pour de fortes rugosités : le support du liquide s'homogénéise dès qu'il est composé majoritairement de gaz. L'hystérésis, qui est une indication du degré d'homogénéité du solide, décroît alors fortement quoique la rugosité augmente [115]. En outre, la rugosité influence considérablement la valeur des angles d'avancée et de recul (figure V-3) et peut être un moyen de contrôler le mouillage en amplifiant la tendance naturelle du matériau : quand il est rugueux, un solide hydrophile le devient davantage et un solide hydrophobe peut devenir « super-hydrophobe » [115]. Des traitements de surface peuvent également modifier la mouillabilité.

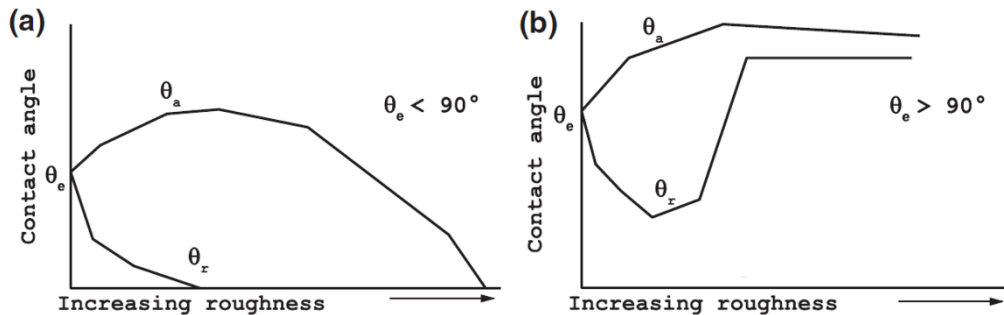


Figure V-3 : Évolution des angles d'avancée et de recul en fonction de la rugosité pour (a) $\theta_e < 90^\circ$ et (b) $\theta_e > 90^\circ$ [128]

Le procédé de fabrication a une influence non négligeable sur la rugosité et les écoulements. Cette influence a été étudiée par Lade *et al.* [129] pour différentes technologies de fabrication additive polymère, notamment le dépôt de fil fondu (*fused deposition modeling*, FDM) et la stéréolithographie (SLA). Différentes échelles de rugosité coexistent et sont caractéristiques du procédé utilisé. En effet, l'impression couche par couche entraîne la formation de rugosités à grande échelle, ce qui impacte le déplacement de la ligne de contact.

V.1.1.2 Interactions paroi-fluide

En plus de la rugosité et de l'hétérogénéité des surfaces, d'autres phénomènes, liés notamment aux interactions entre les molécules du solide et du liquide, peuvent causer une hystérésis d'angle de contact. Par exemple, l'hystérésis peut être induite par des liaisons intermoléculaires de type Van der Waals ou « pont hydrogène » [130]. Ces interactions sont particulièrement étudiées pour les polymères, dont les propriétés structurales et la composition chimique sont très variables. En outre, dans certains cas, la présence d'un liquide peut entraîner une réorganisation des chaînes polymères en surface impactant l'hystérésis. Les mécanismes d'adsorption du liquide par la paroi, voire de pénétration du liquide (provoquant parfois un gonflement du matériau), augmentent également l'hystérésis [131].

Tavana *et al.* [131] ont montré que, pour des alcanes mouillant différents films de fluoropolymère, l'hystérésis d'angle de contact dépend de la configuration des chaînes du polymère : une hystérésis plus importante est observée pour les polymères amorphes. D'après les auteurs, cela s'explique par la sorption du liquide par le film polymère, phénomène impacté également par la température et par la taille des molécules à l'état liquide. L'hystérésis diminue avec l'augmentation de la taille des molécules à l'état liquide [128,131-132].

Finalement, il est possible en théorie de réduire l'hystérésis d'angle de contact et la stabilité des bouchons en s'assurant que la surface interne des tubes soit la plus lisse et homogène possible, ainsi qu'en prévenant la présence d'impuretés. Toutefois, en pratique, l'état de surface est difficile à contrôler et dépend fortement du procédé de fabrication.

Les interactions entre la paroi et le fluide peuvent également augmenter l'hystérésis de mouillage, en entraînant par exemple une adsorption du liquide ou une réorganisation moléculaire du solide en surface. Ces effets sont importants à considérer dans le cas des polymères : l'hystérésis est plus importante pour les polymères amorphes, qui sont donc à éviter. Les interactions paroi-fluide restent néanmoins complexes et, dans le cas d'un condenseur à ailettes creuses, difficilement quantifiables.

Les propriétés de la paroi ne font pas l'objet de la présente étude et seront invariables tout au long des essais expérimentaux.

V.1.2 Cas d'un bouchon situé à l'extrémité supérieure fermée

Un bouchon de liquide mouillant situé tout en haut d'un tube capillaire bouché, comme représenté sur la figure V-4, est en dépression (équation (V-7)) et n'a aucune raison de chuter en l'absence de perturbation. La hauteur de stabilité maximale est liée au phénomène de cavitation. En effet, pour une pression P_v donnée et un angle de contact θ fixé, la pression en A diminue quand la hauteur du bouchon augmente :

$$P_A = P_B - \rho_l g H = P_v - \frac{4\sigma \cos \theta}{D_{int}} - \rho_l g H \quad (V-7)$$

Si cette pression devient inférieure à la pression de saturation du liquide, des bulles de vapeur apparaissent et la situation redevient celle de la figure V-1. Ce phénomène n'est toutefois observable que dans des tubes de diamètre inférieur à la longueur capillaire du fluide car, pour de plus grands diamètres, une perturbation provoque généralement la chute du bouchon avant d'atteindre la limite de cavitation. En effet, si le diamètre est suffisamment large, une instabilité de Rayleigh-Taylor peut se développer et provoquer la remontée de bulles gazeuses, rompant ainsi l'équilibre [133]. L'instabilité de Rayleigh-Taylor, illustrée sur la figure V-5, résulte de la compétition entre les effets de la gravité et ceux de la tension superficielle. Ces derniers sont d'autant plus importants que l'étendue de la surface est petite. Le moteur de l'instabilité est la gravité, tandis que la tension superficielle tend à stabiliser l'interface et à limiter sa déformation.

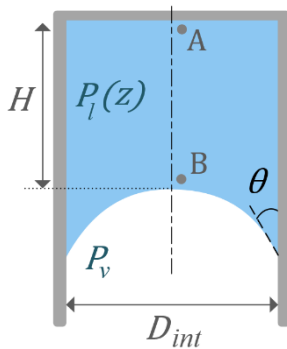


Figure V-4 : Bouchon de liquide stable à l'extrémité haute d'un tube vertical fermé

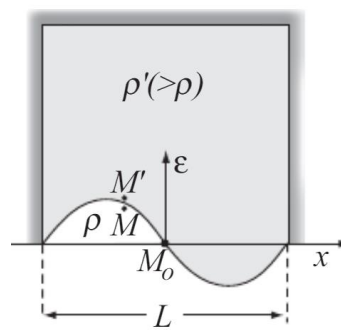


Figure V-5 : Instabilité de Rayleigh-Taylor [134]



Guyon *et al.* [134] ont estimé le diamètre critique au-delà duquel l'interface est instable :

$$D_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta\rho g}} \approx 2\pi \kappa^{-1} \quad \text{si } \Delta\rho \approx \rho_l - \rho_v \quad (V-8)$$

Pour une interface eau-air, cette valeur seuil est de l'ordre de 17 mm, ce qui est cohérent avec les observations réalisées dans le chapitre IV. En effet, les essais expérimentaux ont montré qu'un tube circulaire de hauteur 14 cm pouvait être entièrement occupé par une colonne d'eau liquide stable jusqu'à un diamètre intérieur de 10,7 mm. Des chutes de colonnes suite à la remontée de bulles de vapeur ont

été observées pour les tubes de plus grand diamètre testés (10,7 mm). Toutefois, cela concerne uniquement des colonnes surmontées par des gaz incondensables, donc pas directement en contact avec l'extrémité supérieure.

V.1.3 Cas d'un bouchon situé à l'extrémité inférieure ouverte

Au niveau de l'extrémité inférieure ouverte du tube, le ménisque semble s'accrocher au bord de la paroi (en anglais, on parle alors de *pinning*), ce qui favorise sa stabilité en permettant une grande variation de l'angle de contact. Carroll [135] explique toutefois qu'en réalité, le ménisque n'est pas accroché mais que la ligne triple se déplace autour du bord comme montré sur la figure V-6 (sur laquelle l'arrondi de l'angle est exagéré afin d'illustrer le phénomène). Ainsi, l'angle de contact local ne varie pas : il s'agit de l'angle θ_2 (qui a en général atteint sa valeur maximale θ_a lorsque le bouchon se situe à l'extrémité). En revanche, l'angle apparent θ_{app} évolue entre θ_2 et $\theta_2 + \pi/2$. La différence de pression de part et d'autre du bouchon s'exprime alors :

$$P_B - P_A = \frac{4\sigma}{D_{int}} [\cos \theta_1 - \cos(\theta_2 + \beta)] \quad \text{avec } 0 \leq \beta \leq \pi/2 \quad (V-9)$$

En l'absence d'hystérésis, la différence de pression adimensionnée devient :

$$\Delta P_{AB}^* = \frac{(P_B - P_A) D_{int}}{4\sigma} = \cos \theta - \cos(\theta + \beta) \quad \text{avec } 0 \leq \beta \leq \pi/2 \text{ et } \theta = \theta_1 = \theta_2 \quad (V-10)$$

Pour un tube vertical, cette fonction correspond à ΔP_{hydro}^* et représente le poids maximal de liquide soutenu par les forces capillaires (en l'absence d'une différence de pression supplémentaire, c'est-à-dire si $P_1 = P_2$). Dans le cas d'un tube horizontal tel qu'étudié par Carroll [135], il s'agit de la contre-pression ΔP_{12}^* à laquelle le bouchon peut résister avant d'être expulsé du tube.

La différence de pression ΔP_{AB}^* en l'absence d'hystérésis est tracée en fonction de β pour différents angles de contact réels ($\theta = \theta_1 = \theta_2$) sur la figure V-7. L'angle β augmente à mesure que le bouchon sort du tube et que la ligne triple avance le long de l'extrémité, inévitablement arrondie (figure V-6). En amont de l'extrémité, β est nul donc $\Delta P_{AB}^* = 0$ quel que soit θ . Ensuite, pour un angle de contact inférieur à environ 100° , la différence de pression est positive et augmente avec β . Le bouchon est donc de plus en plus stable en sortant du tube, avec une stabilité maximale pour $\theta = 45^\circ$. Si $135^\circ \leq \theta < 180^\circ$, la différence de pression passe par un maximum positif avant de décroître. Une contre-pression « d'activation », qui peut être transitoire, est alors nécessaire pour expulser le bouchon. Enfin, pour $\theta = 180^\circ$, la fonction décroît de façon monotone donc l'extrémité n'a pas d'effet stabilisant.

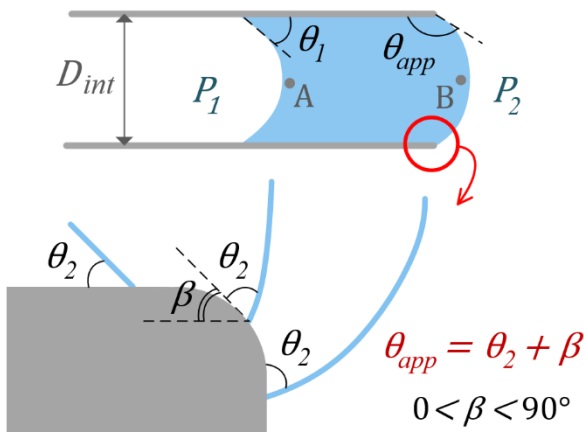


Figure V-6 : Avancée de la ligne triple au bord d'un tube capillaire horizontal d'après [135]

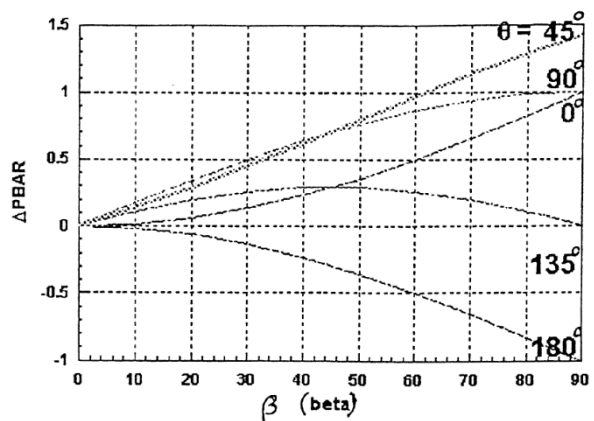


Figure V-7 : Différence de pression adimensionnée en fonction des angles β et θ [135]

Carroll [135] conclut que la stabilité d'un bouchon de liquide en sortie de tube est fortement affectée par la valeur de θ_2 et, dans une moindre mesure, par l'hystérésis d'angle de contact (négligée dans l'analyse ci-dessus). Pour éviter la rétention de bouchons, il est préférable que l'angle de contact soit supérieur à 100° et, mieux, à 135° . En outre, la tension superficielle du fluide et le diamètre du tube influent également sur la valeur de la différence de pression dimensionnelle. L'auteur ajoute qu'il est

plus difficile de déstabiliser une succession de bouchons qu'un bouchon seul. En effet, dans un tube horizontal infini, la contre-pression ΔP_{12} nécessaire au déplacement d'une succession de N bouchons est N fois supérieure à celle requise pour un unique bouchon.

En 2017, Extrand [133] a montré qu'une extrémité de tube coupée à 45° (comme sur les aiguilles hypodermiques) plutôt que perpendiculairement à l'axe favorisait la chute des bouchons en diminuant la courbure du ménisque inférieur. Pour éviter l'effet de bord, une modification de la section longitudinale du tube, notamment en évasant son extrémité, peut également être envisagée.

L'équilibre d'un bouchon de liquide est modifié dans le cas où il se situe à l'une ou l'autre des extrémités du tube, celles-ci ayant un effet stabilisant.

Un bouchon situé tout en haut d'un tube capillaire bouché est en dépression et n'a aucune raison de chuter. Outre le phénomène de cavitation, jamais observé en pratique dans les caloducs, seul le développement d'une instabilité de Rayleigh-Taylor sous l'effet d'une perturbation peut rompre l'équilibre. Une telle instabilité peut se développer si le diamètre intérieur du tube est supérieur à $2\pi \kappa^{-1}$, κ^{-1} étant la longueur capillaire du fluide.

L'extrémité inférieure ouverte, quant à elle, stabilise le bouchon par un phénomène « d'accrochage » de la ligne triple, permettant une grande variation de l'angle de contact en sortie de tube. Pour minimiser l'influence du bord, un grand angle de contact (supérieur à 100° et, mieux, à 135°) est à privilégier. Une sortie de tube coupée à 45° est également plus favorable à la chute des bouchons.

V.1.4 Modification de la section longitudinale du tube

Dans un tube conique, un bouchon de liquide mouillant a tendance à se déplacer spontanément vers la région la plus confinée sous l'effet des forces capillaires. Ce phénomène est également observé pour un pont de liquide entre deux plaques non parallèles [136-137]. Pour des liquides non mouillants ($\theta_e > \pi/2$), le déplacement se fait dans la direction opposée. La pression capillaire ou de Laplace au voisinage d'un ménisque dans un tube conique d'angle au sommet α (figure V-8) s'exprime à l'aide du diamètre local tel que [135] :

$$\Delta P_{cap} = P_l - P_v = -\frac{4\sigma \cos(\theta \pm \alpha/2)}{D_{int}(z)} \quad (V-11)$$

En 2009, Renvoisé *et al.* [136] ont étudié l'équilibre d'un bouchon de liquide de 3 mm^3 dans des tubes ouverts évasés et montré que, selon la forme du tube, un équilibre stable peut exister ou non (figure V-9). Dans la zone I, le bouchon descend vers l'extrémité inférieure : pour de grands diamètres, le poids est prépondérant devant les forces capillaires. Dans la zone III, le bouchon monte jusqu'en haut

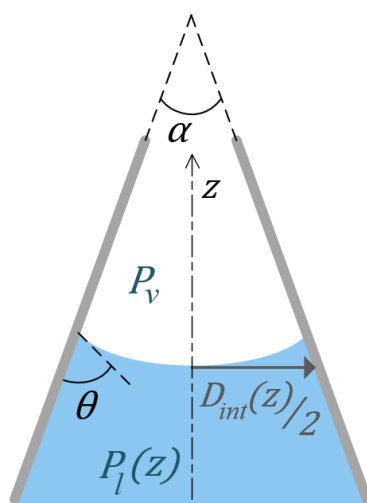


Figure V-8 : Schéma d'un ménisque dans un tube conique

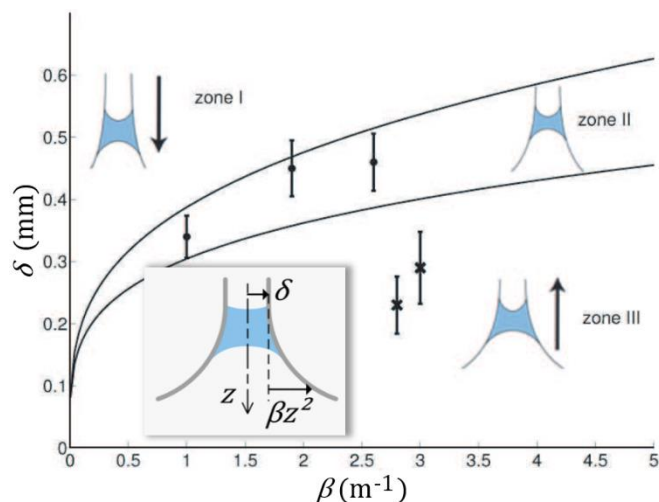


Figure V-9 : Diagramme de stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube évasé de rayon $r(z) = \delta + \beta z^2$ incliné de 30° par rapport à l'horizontale [136]

du tube sous l'effet des forces capillaires. Ce phénomène est favorisé par un évasement prononcé. Un équilibre stable est possible uniquement dans la zone II, et la position d'équilibre est alors indépendante du volume de liquide. Pour leur étude expérimentale, Renvoisé *et al.* [136] ont utilisé une huile silicone parfaitement mouillante sur la paroi en verre des tubes, s'affranchissant ainsi de l'hystérésis d'angle de contact. La différence de pression capillaire permettant l'équilibre est ici uniquement liée à l'évolution longitudinale de la section du tube entraînant une asymétrie du bouchon. Pour des fluides partiellement mouillants sans hystérésis, la position d'équilibre serait plus basse. Toutefois, le mouillage partiel est généralement accompagné d'une hystérésis d'angle de contact qui s'oppose au déplacement de la ligne triple. D'après les auteurs, il est probable que ce phénomène empêche le mouvement de volumes liquides partiellement mouillants dans des tubes de section longitudinale variable tels que ceux étudiés.

L'influence d'une variation sinusoïdale du diamètre a également été étudiée (figure V-10) [138-139] : la succession de convergent-divergent augmente l'effet de l'angle de contact et de son hystérésis lors de la descente d'un bouchon. L'angle de contact apparent varie localement du fait de l'inclinaison variable de la paroi. De plus, les forces capillaires stabilisantes augmentent lorsque le ménisque arrière approche d'un convergent. Ainsi, la rétention de liquide est favorisée par rapport à un tube cylindrique de même diamètre moyen.

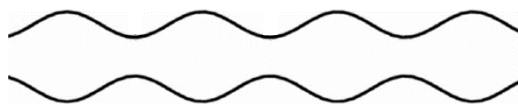


Figure V-10 : Exemple de variation sinusoïdale du diamètre d'un tube [139]

Si la section longitudinale n'est pas droite, un liquide mouillant a tendance à se déplacer vers la région la plus confinée sous l'effet des forces capillaires (et inversement pour un liquide non mouillant). Suivant le sens du mouvement dans un tube vertical, celui-ci peut être favorisé ou, au contraire, entravé par la gravité, d'autant plus influente par rapport à la capillarité que le diamètre augmente. Pour les liquides mouillants, une section longitudinale de type « cône inversé » pourrait être imaginée afin de faire descendre les bouchons sous l'effet combiné de la gravité et des forces capillaires. Toutefois, ceux-ci seraient particulièrement stables à l'extrémité inférieure, à la fois à cause du diamètre réduit et du phénomène « d'accrochage » de la ligne triple. Une variation de la section longitudinale dans l'autre sens serait quant à elle défavorable à la descente des bouchons de liquide mouillant, de même qu'une variation sinusoïdale. En revanche, un évasement au niveau de l'extrémité inférieure semble intéressant : si le bouchon est en équilibre au niveau de l'évasement, on s'affranchit de l'accrochage de la ligne triple au niveau du bord et, s'il se place tout en bas sous l'effet de la gravité, sa stabilité est quand même réduite grâce à l'augmentation du diamètre.

V.1.5 Influence de la forme de la section transversale sur la courbure à l'équilibre et la stabilité des bouchons

Pour des sections de tube non-circulaires, a priori, l'effet de l'hystérésis d'angle de contact sur la stabilité des bouchons de liquide ne peut pas être facilement découplé de celui de la forme de la section. En effet, dans le cas général, le paramètre de stabilité ΔP_{hydro} s'exprime à l'aide de l'équation (V-6) faisant intervenir la différence de courbure entre les ménisques inférieur et supérieur. Or, pour la majorité des sections non-circulaires, la différence de courbure ne peut pas être exprimée explicitement en fonction des angles de contact, ce qui rend compliquée la comparaison de différentes géométries puisque les effets de l'hystérésis et de la section transversale sur la courbure et la stabilité des bouchons sont couplés. Toutefois, même si aucune expression analytique de la courbure ne peut être déterminée de manière simple, il existe des codes de calcul tels que Surface Evolver (qui sera présenté dans la partie V.2) permettant d'accéder à l'évolution de la courbure avec l'angle θ . Il est alors possible de comparer la stabilité des bouchons dans différentes sections de tube pour une hystérésis donnée, par exemple sur la base de graphiques. En outre, pour certaines sections particulières, notamment les polygones réguliers, la courbure peut être exprimée explicitement en fonction de l'angle de contact.

Ainsi, de la même manière que pour un tube circulaire dans l'équation (V-5), l'influence de la forme de la section sur la stabilité peut être caractérisée indépendamment de l'hystérésis.

Cette partie s'attache à comprendre l'influence de la forme de la section transversale sur la stabilité d'un bouchon via son effet direct sur la différence de courbure. Il est possible que la section transversale influence également l'hystérésis d'angle de contact, mais cela n'a pas été étudié à notre connaissance. Tout d'abord, les conclusions issues de la littérature concernant les sections polygonales sont synthétisées. L'influence des angles est ensuite abordée dans le détail car ils peuvent être à l'origine d'un phénomène de drainage du liquide modifiant la courbure des interfaces. Enfin, les travaux menés au sein de sections non-polygonales sont présentés.

V.1.5.1 Sections polygonales circonscriptibles et non circonscriptibles

Un polygone est une figure plane fermée par des segments de droite. Il est dit « régulier » s'il est à la fois équilatéral et équiangle. Le cercle est parfois considéré comme un polygone régulier au nombre de côtés infini, mais ce n'est pas un polygone au sens strict. La section circulaire est évoquée ici en guise de référence.

Dans un tube de section circulaire, les ménisques sont de forme sphérique lorsque l'influence de la gravité sur la courbure est négligeable (diamètre petit devant la longueur capillaire du fluide). Le rayon de courbure de l'interface vaut alors $D_{int}/(2 \cos \theta)$ [115]. De même, les ménisques sont sphériques dans un tube de section polygonale circonscriptible, c'est-à-dire si la section est un polygone convexe dont tous les côtés sont tangents à un même cercle (figure V-11). Le centre du cercle, dit inscrit dans le polygone, est le point d'intersection des bissectrices des angles internes, qui sont concourantes dans un tel polygone (segments oranges sur la figure V-11). Pour les polygones non circonscriptibles, tels que ceux présentés sur la figure V-12, les bissectrices ne sont pas concourantes et il n'existe pas de cercle tangent à tous les côtés. D'une manière générale, tous les polygones réguliers convexes sont circonscriptibles, ainsi que les triangles irréguliers et les losanges. La définition peut également être étendue à des polygones simples concaves, tels que des polygones étoilés, si l'extension des côtés est considérée (figure V-13) [140-141].

Les polygones circonscriptibles convexes et concaves partagent une propriété remarquable : la distance orthogonale dans le plan entre le centre du polygone, situé à l'intersection des bissectrices des angles, et les droites portant les côtés est constante. Celle-ci sera notée a par la suite et appelée « distance centre-paroi ». Dans le cas particulier des polygones réguliers convexes, cette distance est appelée apothème et correspond au rayon du cercle inscrit, c'est-à-dire au rayon du cercle de plus grand diamètre inclus dans la surface. Pour les polygones concaves, en revanche, la distance a est généralement inférieure au rayon du cercle inscrit, comme illustré sur la figure V-14.

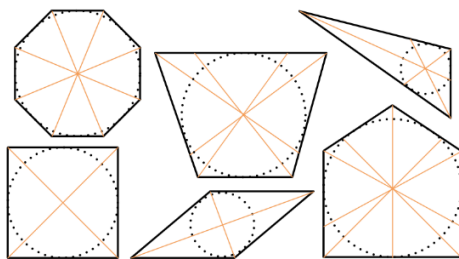


Figure V-11 : Exemples de polygones convexes circonscriptibles

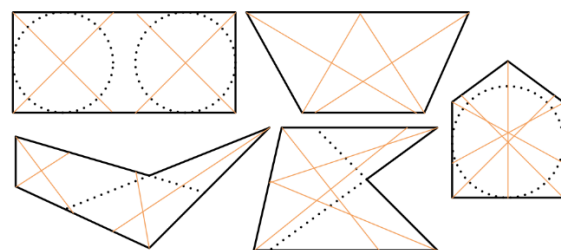


Figure V-12 : Exemples de polygones non circonscriptibles

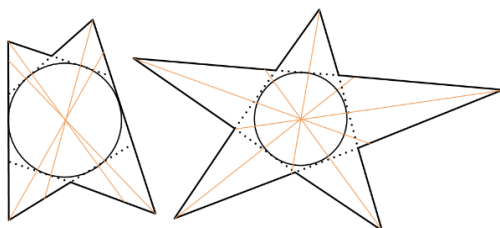


Figure V-13 : Exemples de polygones concaves circonscriptibles d'après [141]

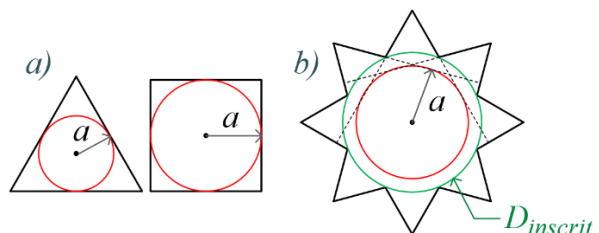


Figure V-14 : Exemples de polygones circonscriptibles tels que (a) $2a = D_{inscrit}$ et (b) $2a < D_{inscrit}$

De la même manière que dans un tube circulaire, la courbure de l'interface est caractérisée par la distance centre-paroi au sein d'un tube de section polygonale circonscriptible [140]. En effet, le ménisque correspond à une portion de sphère dont le rayon de courbure vaut $a/\cos\theta$ et la différence de pression au voisinage du ménisque s'exprime :

$$\Delta P_{cap} = \sigma C = -\frac{2\sigma \cos\theta}{a} \quad (V-12)$$

Cette expression n'est pas vérifiée dans le cas de sections polygonales non circonscriptibles car la distance centre-paroi n'est alors plus constante, d'où une forme d'interface non sphérique. Dans le cas de polygones réguliers convexes, l'équation (V-12) devient :

$$\Delta P_{cap} = -\frac{4\sigma \cos\theta}{D_{inscrit}} \quad (V-13)$$

et le rayon de courbure vaut $D_{inscrit}/(2\cos\theta)$ [142]. L'exemple d'un ménisque dans un tube de section carrée est présentée sur la figure V-15.

La courbure dépend ainsi de la géométrie du tube, mais également de l'angle de contact fluide-paroi. Pour un angle de contact égal à 90° , le rayon de courbure est infini et l'interface plane. Quand θ décroît, l'hémisphère portant l'interface rétrécit jusqu'à circonscrire le polygone. Ensuite, si l'angle de contact est encore réduit, la forme hémisphérique ne permet plus de satisfaire cet angle à la paroi ; et pour cause, puisque l'hémisphère théorique n'est plus en contact avec toutes les parois (figure V-16). Il existe donc un angle de contact critique, que nous noterons θ_c , en-deçà duquel l'interface adopte une forme différente d'une portion de sphère dans un tube de section polygonale circonscriptible [142-143]. Cette limite est liée au phénomène de drainage capillaire dans les angles apparaissant lorsque $\theta < \theta_c$. Le drainage est abordé en détail dans la partie suivante, dans laquelle l'angle critique est également défini.

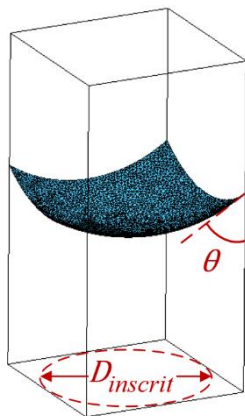


Figure V-15 : Ménisque sphérique dans un tube de section carrée

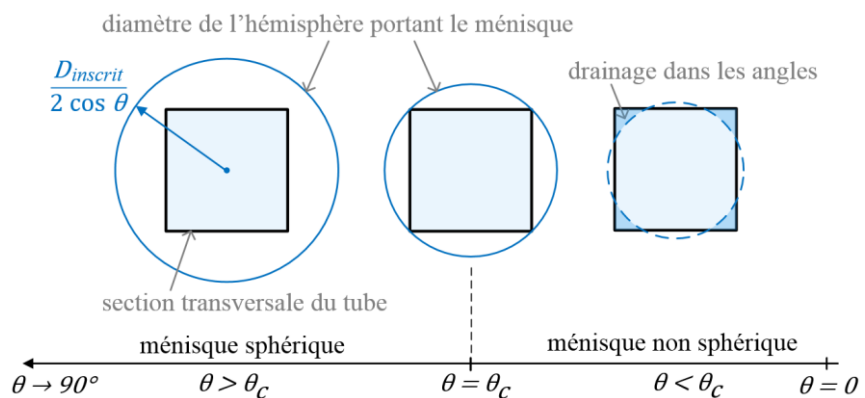


Figure V-16 : Forme du ménisque selon l'angle de contact fluide-paroi

Finalement, en l'absence de drainage, la courbure de l'interface dans des sections circulaire et polygonale circonscriptible est identique pour une distance centre-paroi et un angle de contact donnés. A priori, la stabilité des bouchons, définie par le paramètre ΔP_{hydro} (équation (V-6)), est donc similaire dans les deux cas. L'influence de la section transversale sur l'hystérésis d'angle de contact n'a toutefois pas été étudiée à notre connaissance.

V.1.5.2 Drainage dans les angles

V.1.5.2. a) Angle vif isolé

Si un angle formé par deux plaques planes est mis en contact avec un liquide mouillant, une ascension du liquide dans l'angle est observée sous certaines conditions (figure V-17). Ce phénomène correspond à ce que nous appelons « drainage capillaire ». Il a été étudié en 1969 par Concus et Finn [144] dont les résultats, issus d'analyses mathématiques et confirmés par des tests expérimentaux, ont été largement repris, en particulier par Bico et Quéré [145] en 2002.

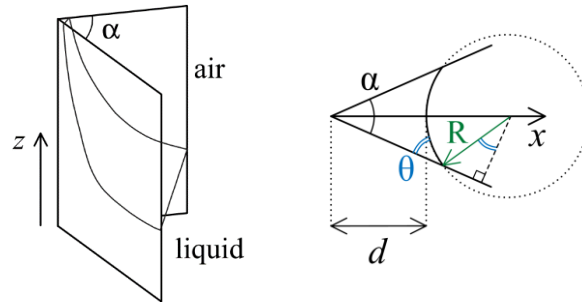


Figure V-17 : Vues de côté et de dessus d'un angle dièdre en contact avec un bain de liquide [145]

L'apparition du drainage dépend de l'ouverture α de l'angle formé par les deux plans, mais également de l'angle de contact liquide-paroi et ce, de façon discontinue. En effet, Concus et Finn ont démontré que le liquide s'élève indéfiniment dans un angle dièdre vif si et seulement si :

$$\alpha + 2\theta < \pi \quad (\text{V-14})$$

Dans le cas contraire, l'interface liquide-vapeur est bornée et sa courbure est proportionnelle à la hauteur (ou constante, en l'absence de gravité) [144]. Seuls les liquides mouillants (tels que $0 \leq \theta \leq \pi/2$) sont considérés car le cas des liquides non mouillants ($\pi/2 < \theta \leq \pi$) peut être déduit par la transformation $\bar{\theta} = \pi - \theta$. Le résultat précédent peut être retrouvé grâce à l'équation (V-15) [145], reliant géométriquement la distance d à R , rayon de courbure du ménisque à une hauteur z :

$$d(z) = R(z) \left(\frac{\cos \theta}{\sin(\alpha/2)} - 1 \right) \quad (\text{V-15})$$

L'ascension du liquide à l'infini a lieu si et seulement si la distance d est positive pour tout $z > 0$. Or, si la courbure de l'interface dans le plan (x, z) est négligée, l'équilibre entre la pression de Laplace et la pression hydrostatique s'écrit [145] :

$$\frac{\sigma}{R} = \rho_l g z \quad (\text{V-16})$$

Le rayon de courbure R est donc positif pour tout $z > 0$. Ainsi, d'après l'équation (V-15), il y a ascension du liquide dans l'angle si les angles α et θ vérifient :

$$\left(\frac{\cos \theta}{\sin(\alpha/2)} - 1 \right) > 0 \quad (\text{V-17})$$

Cette relation permet de retrouver l'inégalité (V-14), aussi appelée « condition de Concus et Finn ».

Dans un angle idéal, le rayon de courbure du ménisque peut tendre vers zéro, d'où une ascension potentiellement infinie (équation (V-16)). Toutefois, en pratique, la hauteur est bornée car les angles réels présentent un arrondi, si faible soit-il. Il en résulte une valeur minimale non nulle du rayon de courbure du ménisque. La hauteur d'ascension capillaire peut néanmoins être très grande, et le phénomène est amplifié dans des environnements à faible gravité [146].

V.1.5.2. b) Tubes anguleux

Les principes décrits ci-dessus pour un angle isolé se retrouvent au sein de tubes anguleux. L'existence d'un ménisque sphérique dans un tube de section polygonale circonscriptible est conditionnée à l'absence de drainage capillaire dans les angles, celui-ci apparaissant en premier au niveau du plus petit angle intérieur (qui est aussi l'angle le plus éloigné du centre dans une telle section) [140]. La hauteur de drainage étant infinie dans un angle idéal, ce phénomène provoque en théorie la disparition des bouchons de liquide. Le drainage est donc particulièrement intéressant pour éviter la rétention de liquide dans les tubes du condenseur et sera abordé plus en détail dans le chapitre VI. Pour en revenir à l'étude en régime quasi-statique, des bouchons peuvent exister en pratique malgré la présence de drainage, et celui-ci affecte alors la courbure globale des interfaces, donc leur stabilité.

Considérons un tube de section polygonale circonscriptible dont le plus petit angle intérieur est d'ouverture α . L'angle de contact critique θ_c en-deçà duquel le drainage selon z apparaît dans un ou plusieurs angles est donné par la condition de Concus et Finn :

$$\theta_c = (\pi - \alpha)/2 \tag{V-18}$$

Il correspond à l'angle critique évoqué précédemment tel que l'interface soit une portion de sphère si $\theta \geq \theta_c$ et adopte une forme différente si $\theta < \theta_c$ [140,142]. Dans le cas particulier d'un polygone régulier à N côtés, l'angle de contact critique s'exprimera plus simplement :

$$\theta_c = \pi/N \tag{V-19}$$

Cette relation peut être retrouvée géométriquement (figure V-18). La forme du ménisque dans un tube de section carrée est présentée sur la figure V-19 pour différents angles de contact. Dans ce cas, le drainage apparaît lorsque $\theta < \pi/4$ ou 45° .

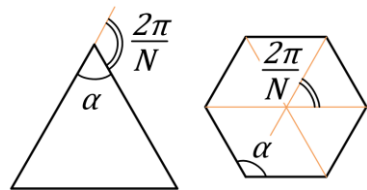


Figure V-18 : Schémas définissant l'angle intérieur α au sein de polygones réguliers

L'effet du drainage sur la courbure a été étudié en 1984 par Mason et Morrow [147]. La figure V-20 présente l'évolution de la courbure en fonction de θ dans des tubes de section triangulaire ($N = 3$), carrée ($N = 4$) et circulaire ($N \rightarrow \infty$). Dans ce dernier cas, on retrouve une interface hémisphérique de courbure $C = 1/R = 2/r$ en $\theta = 0$. Pour les sections triangulaire et carrée, les angles de contact critiques entraînant l'apparition du drainage (*wedging*) sont indiqués. La section triangulaire est plus favorable au drainage que la section carrée car les angles intérieurs y sont plus aigus. La valeur de θ_c est donc plus élevée dans un tube de section triangulaire. L'étude de Mason et Morrow confirme qu'un angle de contact réduit favorise la montée dans les angles. En outre, les courbes montrent que ce phénomène diminue la courbure globale pour un angle de contact donné. Enfin, d'après l'évolution de la courbure, la stabilité des bouchons est réduite en présence de drainage, et cet effet est d'autant plus important que le nombre de côtés du polygone décroît, rendant les angles formés plus aigus.

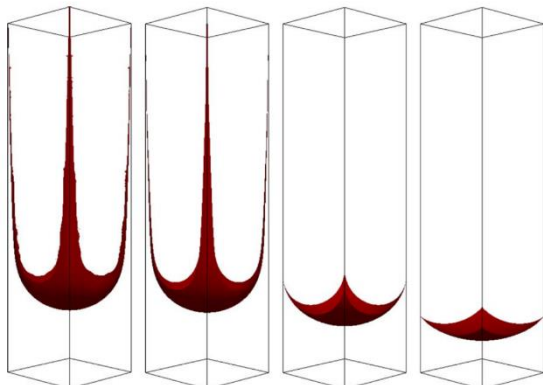


Figure V-19 : Méniques dans un tube carré de côté 3 mm pour différents angles de contact (de gauche à droite : $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 45^\circ$ et 60° au temps $t = 5$ s) [152]

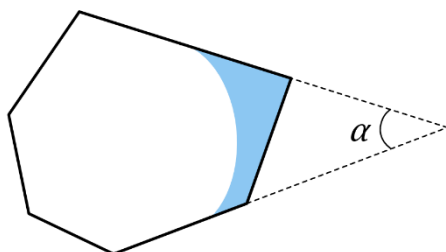


Figure V-21 : Section polygonale dont une face est complètement mouillée

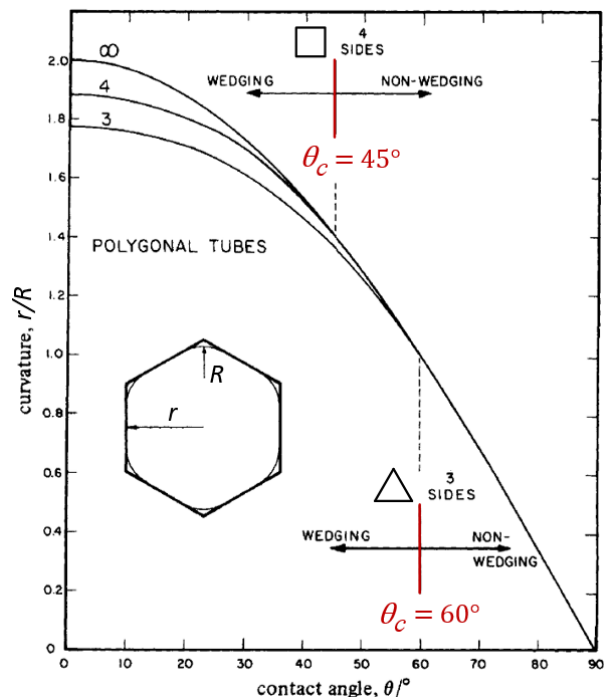


Figure V-20 : Courbure adimensionnée d'un ménisque dans un tube de section polygonale régulière à N côtés en fonction de l'angle de contact, d'après [147]

Le drainage a été observé expérimentalement dans des tubes polygonaux [142-143,145, 148-149] et a fait l'objet de modélisations numériques [143,150-152]. Dans le cas où le volume de liquide est suffisamment important pour que l'une des faces soit complètement mouillée (figure V-21), le liquide se comporte comme si les faces de part et d'autre étaient adjacentes et il mouille l'angle apparent si $\alpha + 2\theta < \pi$ [153].

V.1.5.2. c) Angles arrondis

L'analyse menée ci-dessus concernant les angles vifs or, dans la pratique, les angles présentent généralement un rayon de courbure qui influence la forme du ménisque. En particulier, plus un angle est arrondi, plus l'angle de contact critique entraînant le drainage du liquide est faible [154]. Pour un rectangle, par exemple, l'évolution de θ_c en fonction du rayon de courbure des coins est donné sur la figure V-22. Ainsi, la présence d'angles vifs est préférable à celle d'angles arrondis afin de favoriser l'apparition du drainage. De plus, lorsque les angles sont vifs, il est possible de raisonner à l'échelle d'un angle indépendamment de la longueur des côtés du polygone dans de nombreux cas. En revanche, dans des contenants comportant plusieurs angles arrondis, la valeur critique pour l'un d'eux peut être influencée par la courbure des autres angles, selon la longueur des côtés. La prise en compte de l'hystérésis d'angle de contact complique encore le problème [155].

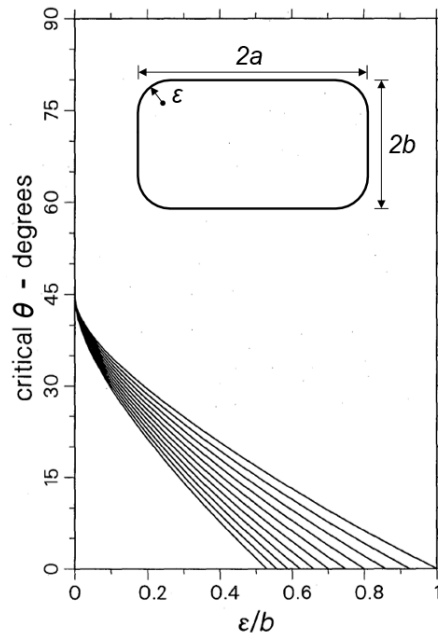


Figure V-22 : Angle de contact critique en fonction du rayon de courbure adimensionné pour différents facteurs de forme (de gauche à droite : $b/a = 1 ; 0,9 ; 0,8 \dots 0,1 ; 0$) [154]

V.1.5.3 Sections non polygonales

Les sections polygonales étant constituées de segments de droite adjacents, la courbure de la paroi est constante et nulle au sein de telles sections (hors points singuliers aux sommets). Lorsque, par surcroît, la distance centre-paroi est constante, le ménisque adopte la forme d'une portion de sphère en l'absence de drainage dans les angles. Les parties précédentes ont donc permis de se familiariser, d'une part, avec la notion de distance centre-paroi lorsque la courbure de la paroi est nulle et, d'autre part, avec l'influence des angles sur les ménisques. Il convient à présent de s'intéresser à des sections non polygonales, qui sont plus complexes car leur courbure n'est pas à la fois nulle *et* constante.

De la même manière que pour les polygones, l'interface semble être de forme sphérique lorsque la distance centre-paroi est constante et ce, même si la courbure de la paroi varie. C'est en tout cas ce qui a été théorisé par Concus et Finn [156-157] pour une section circulaire comprenant un angle dièdre tangent d'ouverture α , appelée « corne de glace » (figure V-23a). Dans cette section, le ménisque est

une portion de sphère dont le centre correspond à celui de l'arc de cercle en l'absence de drainage, ce dernier apparaissant si $\theta < \theta_c$ avec un angle critique toujours donné par l'équation (V-18).

Quelques autres sections, telles que le *proboscis* (figure V-23b) ou le « trou de serrure » (figure V-23c), ont été étudiées dans le cadre de la recherche de méthodes de mesure d'angles de contact exploitant la discontinuité de l'apparition du drainage dans les angles [154,157-158]. Dans le cas d'un *proboscis*, l'angle critique dépend de la géométrie de l'angle convexe, moins favorable au drainage qu'un angle dièdre. Les auteurs se sont intéressés aux conditions d'apparition du drainage, mais la forme de l'interface n'a pas pu être déterminée mathématiquement. En effet, lorsque la distance centre-paroi n'est plus constante, une analyse au cas par cas semble nécessaire afin de prédire la courbure du ménisque car aucun principe général n'a été mis en évidence dans la littérature, qu'il s'agisse par ailleurs de sections non polygonales ou de polygones non circonscriptibles.

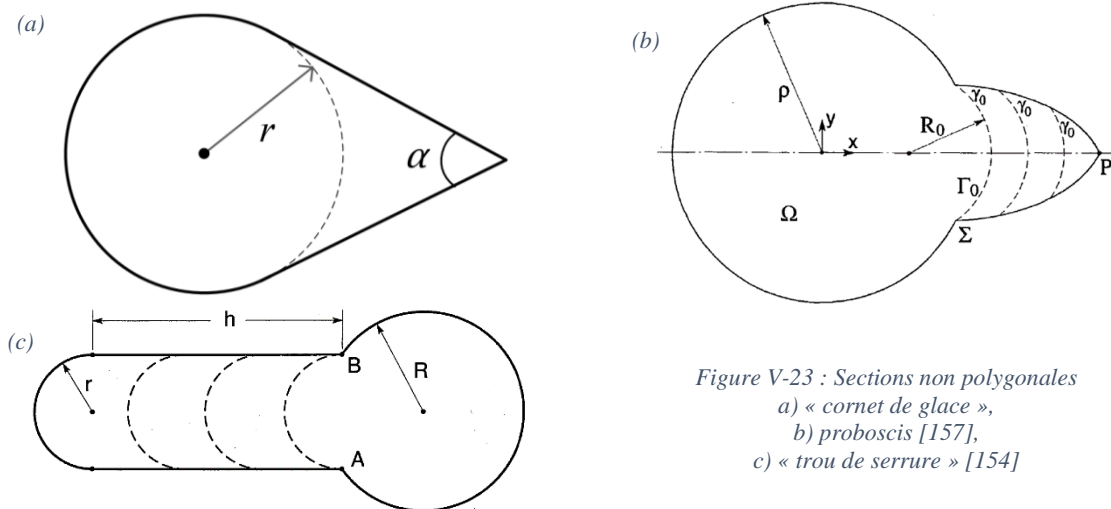


Figure V-23 : Sections non polygonales
 a) « cornet de glace »,
 b) *proboscis* [157],
 c) « trou de serrure » [154]

Une telle analyse a été menée concernant des canaux de section curviligne concave, tels que ceux formés par trois ou quatre cylindres verticaux tangents (figure V-24) [159] ou par un cylindre dans un angle droit [147]. Les auteurs remarquent que l'interface est loin d'être sphérique dans ces sections. En effet, la distance centre-paroi n'y est pas constante, comme illustré sur la figure V-25 pour un triangle réentrant : la distance orthogonale entre le centre et la tangente passant par le point A est inférieure à la distance entre le centre et le point B, qui correspond au rayon du cercle inscrit. De plus, en théorie, le drainage du liquide a lieu quel que soit θ dans l'angle concave formé par deux cylindres ou par un cylindre et une plaque, ce qui impacte la courbure. Il n'y a pas d'angle de contact critique entraînant la disparition du drainage dans ce type d'angles, contrairement au cas d'un angle dièdre ou convexe.

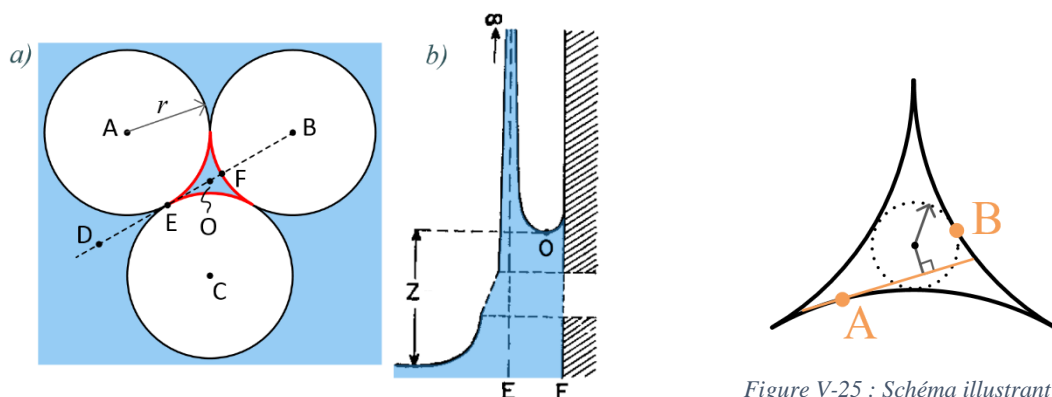


Figure V-24 : Section transversale formée par trois cylindres verticaux tangents (a) et profil de l'interface liquide le long d'une coupe verticale sur DB (b) d'après [159]

Figure V-25 : Schéma illustrant la distance centre-paroi variable pour une section triangulaire réentrant

La courbure adimensionnée obtenue grâce au modèle de Princen [159] pour des canaux formés par trois ou quatre cylindres tangents est comparée dans la figure V-26 à celle présentée précédemment

pour des tubes de section polygonale [147] ayant le même diamètre inscrit. Globalement, l'ordre de grandeur de la courbure est comparable dans les différents cas. La courbure de l'interface semble toutefois accrue pour les sections curvilignes concaves (courbes en pointillés) lorsque $\theta \geq 40-50^\circ$ et, au contraire, légèrement réduite pour de faibles angles de contact par rapport aux sections polygonales ayant le même nombre de côtés. Les sections curvilignes considérées ayant une courbure de paroi constante, leur influence sur la forme du ménisque s'explique par la distance centre-paroi variable, à laquelle s'ajoute l'effet déstabilisant du drainage dans les angles. La stabilité qui en résulte concernant les bouchons de liquide peut aussi bien être accrue que réduite par rapport à un tube circulaire de même diamètre inscrit.

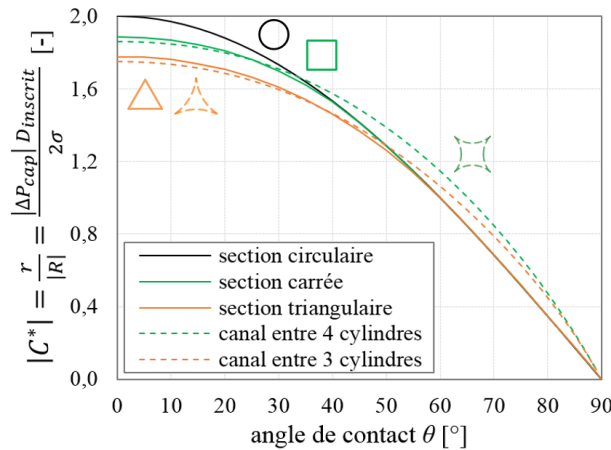


Figure V-26 : Courbure adimensionnée obtenue par Princen [159] et Mason [147] en fonction de l'angle de contact

Le drainage capillaire, qui est à l'origine de l'élévation du liquide dans les angles sous certaines conditions, peut aussi s'observer dans des sections présentant une variation significative de la distance entre les parois avec des zones particulièrement confinées. En effet, un liquide mouillant aura tendance à se déplacer sous l'effet des forces capillaires vers la région la plus confinée, aussi bien dans le plan longitudinal que transversal, entraînant parfois une dislocation des bouchons. Cela se traduit mathématiquement par l'impossibilité de trouver une surface de courbure constante satisfaisant un angle de contact donné à la paroi.

Par exemple, dans le cas d'une section formée par l'union entre deux cercles (figure V-27), Coles *et al.* [160] ont montré que, si les rayons sont égaux, un ménisque couvrant le domaine existe pour tout θ tel que $0 \leq \theta \leq \pi/2$, quelle que soit la taille de « l'ouverture » entre les cercles. En revanche, si les rayons r_1 et r_2 sont différents et l'ouverture suffisamment petite, aucun ménisque couvrant la base ne peut exister et ce, même si la courbure est finie en tout point et le volume de liquide suffisant. La taille de l'ouverture provoquant la disparition du ménisque n'a toutefois pas été précisée par les auteurs. Finalement, certaines sections transversales sont plus favorables que d'autres à la dislocation des bouchons, mais prédire et expliquer ce phénomène est rarement aisé. En outre, quand un ménisque existe dans ces sections, calculer la courbure de l'interface représente un défi supplémentaire, d'où le peu de données disponibles dans la littérature.

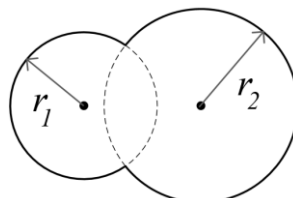


Figure V-27 : Section formée par l'union entre deux cercles

En dehors de la section circulaire, qui constitue notre référence, différentes sections transversales polygonales et non-polygonales peuvent être imaginées pour influencer la stabilité. Les sections polygonales sont constituées de segments de droite consécutifs. Elles présentent donc une courbure de paroi constante et nulle (hors points singuliers aux sommets), au contraire des sections non polygonales dont la courbure n'est pas à la fois nulle *et* constante.

a) Sections polygonales circonscriptibles et non circonscriptibles

En l'absence de drainage dans les angles, le ménisque formé par un liquide dans un tube de section polygonale circonscriptible correspond à une portion de sphère de rayon $a/\cos\theta$, où a est la distance orthogonale dans le plan entre le centre du polygone, situé à l'intersection des bissectrices des angles, et les droites portant les côtés. Cette distance est en effet constante dans un polygone circonscriptible et correspond au rayon du cercle inscrit dans le cas des polygones réguliers convexes. Ainsi, pour une distance centre-paroi et un angle de contact donnés, la courbure des interfaces et la stabilité des bouchons sont identiques dans des sections circulaire et polygonale circonscriptible.

Concernant les sections polygonales non circonscriptibles, aucun principe général n'a pu être mis en évidence dans la littérature. La distance centre-paroi n'étant plus constante, les interfaces adoptent une forme non sphérique, en l'absence comme en présence de drainage.

b) Drainage dans les angles

Le phénomène de drainage capillaire dans les angles est favorable à la déstabilisation des bouchons. Il apparaît dans un angle dièdre vif d'ouverture α lorsque $\theta < \theta_c$ avec $\theta_c = (\pi - \alpha)/2$. Sa présence est donc favorisée par l'utilisation de fluides mouillants et par la présence d'angles aigus. En outre, la condition d'apparition du drainage est plus restrictive dans un angle arrondi ou dans un angle curviligne convexe que dans un angle vif (angle critique θ_c réduit), et elle l'est moins dans un angle curviligne concave.

Lorsque le drainage dans les angles n'entraîne pas une disparition des bouchons, il a pour effet de réduire leur stabilité en diminuant la courbure des interfaces. Cette diminution a été quantifiée concernant les sections polygonales régulières : elle est maximale lorsque la section est triangulaire et s'élève alors à 11 % quand $\theta = 0$. En effet, l'impact du drainage augmente quand le nombre de côtés du polygone décroît, rendant les angles formés plus aigus. Ainsi, pour une même distance centre-paroi, la stabilité décroît progressivement entre les sections circulaire, hexagonale, carrée et triangulaire en présence de drainage.

c) Sections non polygonales

De la même manière que pour les polygones, l'interface semble être de forme sphérique lorsque la distance centre-paroi est constante et ce, malgré une courbure de paroi variable. La stabilité d'un bouchon de liquide en l'absence de drainage est donc la même que dans un tube circulaire avec une distance centre-paroi identique. Dans le cas beaucoup plus fréquent où la distance centre-paroi est variable, une analyse au cas par cas est nécessaire afin de prédire la courbure des ménisques, dont l'expression est en outre rarement explicite. La stabilité peut aussi bien être accrue que réduite par rapport à un tube circulaire de même diamètre inscrit, même en présence de drainage dans les angles. En effet, si le diamètre inscrit permet de prédire la stabilité dans les polygones réguliers convexes, il ne constitue pas une grandeur caractéristique pertinente pour les sections dont la distance centre-paroi est variable.

Certaines sections transversales présentant une variation significative de la distance entre les parois avec des zones particulièrement confinées peuvent provoquer une dislocation des bouchons sous l'effet des forces capillaires. Prédire ce phénomène est particulièrement complexe comme, a fortiori, le calcul de la courbure dans le cas où un ménisque pourrait exister.

Finalement, quelle que soit la section transversale, le ménisque adopte la forme d'une portion de sphère dans le cas particulier où la distance centre-paroi est constante et en l'absence de drainage : la stabilité des bouchons est alors la même que dans un tube circulaire ayant une distance centre-paroi identique. Dans la majorité des cas, la distance centre-paroi est variable et une analyse au cas par cas est nécessaire afin de connaître l'influence de la section sur la courbure des interfaces et la stabilité. L'hystérésis d'angle de contact n'a pas été incluse dans les études théoriques. Pourtant, elle a une influence stabilisante sur les bouchons, au contraire du drainage dans les angles, et pourrait être impactée par la section transversale.

V.1.6 Synthèse et choix

Une synthèse des principaux paramètres et phénomènes influant sur la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube est présentée dans le tableau V-1. L'effet sur la stabilité via une modification directe de la courbure des interfaces est découplé de celui lié à l'hystérésis de mouillabilité : ils sont présentés dans deux colonnes distinctes. La colonne qui suit, intitulée « effet sur la stabilité », correspond à l'impact résultant sur la stabilité des bouchons. Pour rappel, cette dernière est caractérisée par le paramètre ΔP_{hydro} , produit de la tension superficielle du liquide et de la différence de courbure entre les interfaces inférieure et supérieure (équation (V-6)). L'influence des propriétés du fluide n'a pas été étudiée indépendamment, mais celles-ci interviennent indirectement dans les interactions paroi-fluide et via la mouillabilité. En effet, la mouillabilité impacte l'hystérésis, le drainage et l'accrochage des bouchons à l'extrémité inférieure. Le signe « + » traduit un effet stabilisant ou une augmentation (de l'hystérésis, de la différence de courbures, de la stabilité globale), tandis que le signe « - » correspond à un effet déstabilisant ou à une diminution, la référence étant un bouchon de liquide placé dans un tube infini de section circulaire. Les cases grisées dénotent l'absence d'influence (ou un critère non applicable dans le cas d'un bouchon à l'extrémité supérieure). L'effet de la section transversale sur l'hystérésis n'a pas été étudié à notre connaissance, contrairement à son effet direct sur la courbure. Ainsi, l'influence résultante de la section transversale sur la stabilité reste partiellement étudiée, d'où la notation « P.E. ». Il en est de même concernant certaines évolutions longitudinales de la section.

Tableau V-1 : Synthèse des paramètres et phénomènes influant sur la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube

	effet sur l'hystérésis	effet direct sur $\Delta C = (C_2 - C_1)$	effet sur la stabilité	commentaire
propriétés de la paroi				
état de surface				
rugosité	+		+	selon l'impact sur la mouillabilité
défauts / présence d'impuretés	+		+	
traitement de surface	+/-		+/-	
interactions paroi-fluide				
pénétration / adsorption	+		+	
interactions chimiques en surface	+		+	
bouchon à l'extrémité supérieure (fermée)				
			+	déstabilisation possible par instabilité de Rayleigh-Taylor
bouchon à l'extrémité inférieure (ouverte)				
	+		+	accrochage au bord (réduit si sortie coupée à 45°)
section longitudinale				
tube conique	N.E.	+/-	P.E.	effet sur ΔC selon l'orientation du cône et la mouillabilité
évasement extrémité inférieure	N.E.	+/-	P.E.	évite l'accrochage au bord ; ΔC réduit en général mais exception possible si $\theta < \pi/2$
variation sinusoïdale	+	+/-	+	
section transversale				
polygone circonscriptible (et toute section ayant une distance centre-paroi constante)	N.E.		P.E.	mêmes courbures que dans un cercle pour une distance centre-paroi identique en l'absence de drainage
cas général : section ayant une distance centre-paroi variable	N.E.	+/-	P.E.	analyse de l'évolution de la courbure en fonction de θ au cas par cas
présence d'angles	N.E.	-	P.E.	effet sur la courbure en statique <u>ssi</u> drainage (et bouchon pas entièrement drainé)
aigus et vifs				drainage si $\alpha + 2\theta < \pi$ dans un angle dièdre vif d'ouverture α
concaves				plus favorables à l'apparition du drainage qu'un angle dièdre vif
arrondis ou convexes				moins favorables à l'apparition du drainage qu'un angle dièdre vif

* N.E. : non étudié, P.E. : partiellement étudié

La suite de cette étude en régime quasi-statique porte sur l'influence de la section transversale sur la stabilité des bouchons de liquide. La littérature a montré que cette influence était complexe à appréhender et qu'il reste de nombreux aspects à approfondir. D'après les études disponibles, la section triangulaire semble la plus intéressante parmi les sections polygonales régulières, car le drainage y est le plus influent. De plus, si un fluide très mouillant est utilisé ($\theta < 40^\circ$), la stabilité peut être encore légèrement réduite en considérant une section triangulaire « réentrant » , c'est-à-dire avec des angles curvilignes concaves. Au-delà des polygones réguliers, une grande diversité de sections peut être imaginée et testée au sein de condenseurs à ailettes creuses, notamment grâce aux progrès de la fabrication additive, mais leur influence sur la stabilité doit être étudiée au cas par cas. Par exemple, une section cannelée présentant une variation sinusoïdale de la distance centre-paroi significative favoriserait potentiellement la dislocation des bouchons (de la même manière que la section formée par l'union entre deux cercles de diamètres différents introduite dans la partie V.1.5.3). Cependant, dans le cas où un équilibre est possible, l'influence d'une telle section sur la courbure et sur l'hystérésis n'a pas été caractérisée à notre connaissance.

L'étude numérique et expérimentale proposée ci-après s'attache à comparer la stabilité de bouchons de liquide en régime quasi-statique dans des tubes ouverts de section circulaire, polygonale régulière et cannelée en l'absence de condensation. L'objectif de la modélisation présentée dans la partie V.2 est d'étudier l'impact de la section transversale sur l'évolution de la courbure de l'interface en fonction de l'angle de contact, en particulier s'agissant de la section cannelée, relativement innovante. Les sections polygonales étant bien documentées sur ce point, elles peuvent permettre, dans un premier temps, de valider la pertinence des outils utilisés. Concernant l'étude expérimentale de la section V.3, elle vise à caractériser l'effet de la section transversale sur l'hystérésis d'angle de contact. Les propriétés de la paroi sont invariables tout au long des essais expérimentaux afin de s'affranchir de leur influence, difficile à contrôler et à quantifier dans notre application. Concernant les effets de bord et d'une modification de la section longitudinale, ils ne sont pas considérés pour le moment afin de simplifier l'analyse, de même que le drainage. En effet, les résultats de modélisation incluent seulement les points où un équilibre statique existe et, expérimentalement, le drainage est minimisé par l'utilisation d'un fluide peu mouillant.

Il est important de garder à l'esprit qu'au-delà d'une déstabilisation des bouchons pour éviter le blocage du condenseur, l'optimisation des performances requiert aussi l'amélioration des transferts par convection externe (via une augmentation du coefficient convectif et de la surface d'échange des ailettes). La compacité des tubes est donc à prendre en compte. De ce point de vue, la section triangulaire reste intéressante par rapport à une section circulaire car les triangles permettent de réaliser un pavage parfait, contrairement aux cercles. L'évasement à la base, en revanche, est désavantageux en termes de compacité. Il en est de même des angles curvilignes concaves, bien qu'ils soient plus favorables à l'apparition du drainage que les angles dièdres.

V.2. Étude numérique de l'influence de la section transversale des ailettes sur la courbure du ménisque

Pour comprendre l'influence de la section transversale des tubes sur la stabilité en régime quasi-statique, le problème de l'équilibre d'un bouchon de liquide est simplifié en l'étude d'un unique ménisque dans un tube ouvert infini en l'absence de gravité. La connaissance de la courbure de la surface du ménisque en fonction de l'angle de contact permet alors d'évaluer la différence de pression hydrostatique générée de part et d'autre d'un bouchon pour une hystérésis donnée. Il est ainsi possible d'en déduire, par comparaison, les sections de tube plus ou moins favorables à la stabilité des bouchons, sachant que l'optimisation des performances du condenseur à ailettes nécessite un compromis entre (in)stabilité des bouchons et compacité des tubes. Comme l'étude numérique considère un unique ménisque, elle aborde seulement l'effet de la géométrie sur la *courbure*, indépendamment de son effet potentiel sur l'hystérésis d'angle de contact.

V.2.1 Principe de la modélisation

La forme du ménisque est déterminée en utilisant le logiciel Surface Evolver (SE) [161] et l'interface utilisateur associée SE-FIT créée par Chen *et al.* en 2011 [162]. Surface Evolver permet de calculer la forme de l'interface qui minimise l'énergie capillaire quand le système est soumis à une ou plusieurs contraintes. Cette minimisation est faite à partir d'une configuration initiale spécifiée par l'utilisateur et selon la direction donnée, à chaque itération, par le gradient de l'énergie [163]. Il s'agit de l'algorithme du gradient (*gradient descent method*) [164]. Surface Evolver peut prendre en compte une grande variété de contraintes : volume imposé, contraintes géométriques telle qu'une paroi à ne pas traverser, angle de contact à la paroi ou courbure moyenne imposée, gravité, contraintes exprimées sous forme d'intégrales, etc.

Pour notre problème, la gravité est négligée et la géométrie du tube est spécifiée en entrée du modèle. Les contraintes sont : une tension de surface donnée au niveau du ménisque liquide et un angle de contact imposé le long de la ligne triple. Le détail de la programmation de la géométrie et des contraintes sur Surface Evolver est donné en annexe G pour les différents cas modélisés, ainsi que des explications complémentaires sur le fonctionnement du logiciel et la résolution. Au final, la modélisation permet d'obtenir la différence de pression ΔP_{cap} de part et d'autre de l'interface, qui est proportionnelle à la courbure du ménisque.

Surface Evolver ne peut être utilisé que pour des calculs d'équilibre et ne permet pas de caractériser, par exemple, la dynamique du drainage dans les angles. L'existence du drainage est toutefois mise en évidence lorsque le système ne converge pas. En effet, quand l'angle de contact imposé est inférieur à θ_c , valeur critique théorique dépendante de la géométrie du système, les résultats numériques montrent la surface hors équilibre comportant des langues de liquide en ascension (figure V-28).

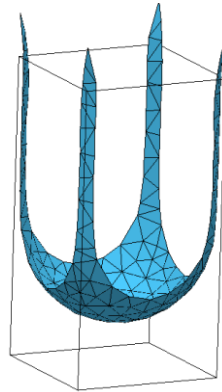


Figure V-28 : Ménisque hors équilibre dans un tube de section carrée pour $\theta = 35^\circ$

V.2.2 Analyse des résultats

V.2.2.1 Tubes de section polygonale régulière

Des tubes de section polygonale régulière ont été modélisés dans un premier temps, incluant les sections transversales suivantes : cercle, hexagone régulier, carré et triangle équilatéral. Dans chaque cas, une étude paramétrique a été menée en faisant varier le diamètre inscrit et l'angle de contact.

Tout d'abord, pour valider la solution issue du logiciel, l'angle de contact liquide-paroi obtenu après convergence est comparé à la valeur de consigne. Pour cela, les coordonnées (V_x, V_y, V_z) du vecteur \vec{V} normal à chaque élément triangulaire constituant le ménisque sont exportées et, pour ceux en contact avec la paroi, l'angle de contact est calculé tel que :

$$\cos \theta = \frac{\vec{V} \cdot \vec{n}_p}{\|\vec{V}\|} = \frac{V_x n_{px} + V_y n_{py}}{\sqrt{(V_x)^2 + (V_y)^2 + (V_z)^2}} \quad (\text{V-20})$$

Les coordonnées utilisées sont cartésiennes, et l'axe z est orienté selon l'axe du tube. Le vecteur \vec{n}_p est la normale unitaire à la paroi, située dans le plan (x, y) et orientée vers l'intérieur du tube. Tous les angles θ locaux ainsi obtenus ont un écart inférieur à 3° par rapport à la valeur de consigne. L'écart maximal diminue quand la consigne se rapproche de 90° . L'erreur sur la moyenne des angles de contact est, quant à elle, inférieure à 1° .

La figure V-29 présente la différence de pression à l'interface, notée ΔP_{cap} , en fonction de l'angle de contact imposé pour les différentes sections de tube modélisées et plusieurs diamètres inscrits, allant de 1 à 10 mm. Le fluide choisi est l'eau ($\sigma = 0,072$ N/m). La valeur de ΔP_{cap} étant négative pour les fluides mouillants, sa valeur absolue est considérée afin de faciliter l'interprétation. Pour les fluides non mouillants, les résultats sont symétriques par rapport à la droite verticale $\theta = 90^\circ$. Pour toutes les sections, la différence de pression augmente quand le diamètre diminue : la stabilité du ménisque est supérieure dans des tubes de petit diamètre. Un équilibre existe pour tout angle θ au sein des tubes cylindriques (courbe en pointillés). En revanche, pour les sections anguleuses, un angle de contact critique entraîne le drainage à l'infini dans les angles, ce qui empêche la convergence puisqu'un bouchon de liquide se disloquerait dans ce cas, d'où l'interruption des courbes. Pour un hexagone régulier, le drainage a lieu si $\theta < 30^\circ$ tandis que, pour les sections carrée et triangulaire, cette condition devient $\theta < 45^\circ$ et $\theta < 60^\circ$, respectivement. Les résultats sont cohérents avec la littérature (voir section V.1.5), selon laquelle l'ascension dans les angles a lieu si $\theta < \pi/N$ dans un polygone régulier à N côtés. En outre, la figure V-29 montre qu'en l'absence de drainage, la différence de pression est identique pour les quatre sections modélisées lorsque le diamètre inscrit est le même. Ainsi, le diamètre inscrit est une grandeur pertinente pour caractériser la stabilité au sein de tubes de section polygonale régulière. Dans ces sections, il correspond en effet au double de la distance constante entre le centre et la paroi. En adimensionnant la courbure du ménisque à l'aide de l'équation (V-21), les différentes courbes se superposent et la figure V-30 est obtenue. Celle-ci reproduit en partie les résultats de Mason et Morrow [147] présentés précédemment (figure V-20).

$$|C^*| = \frac{|\Delta P_{cap}| D_{inscrit}}{2\sigma} \quad (V-21)$$

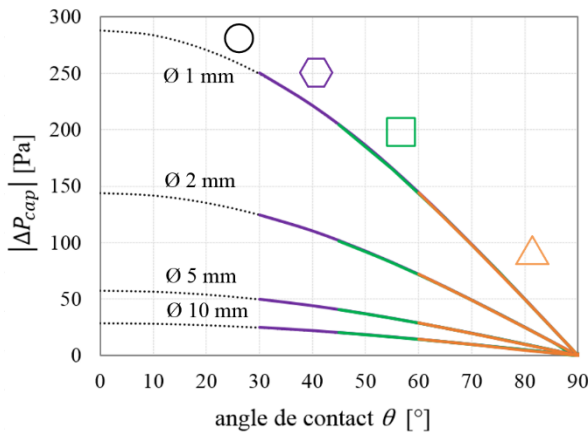


Figure V-29 : Différence de pression à l'interface en fonction de l'angle de contact pour différents diamètres inscrits

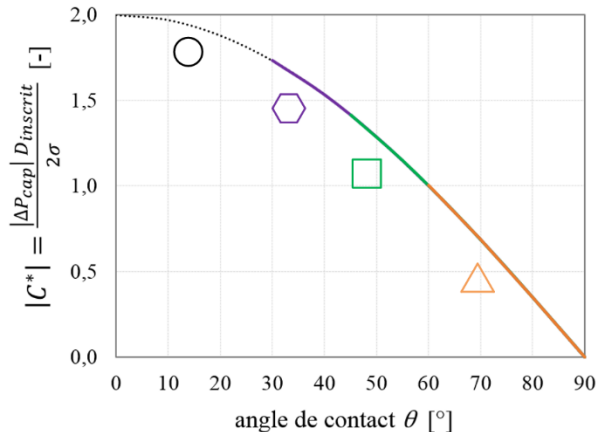


Figure V-30 : Courbure adimensionnée en fonction de l'angle de contact

Les résultats issus de Surface Evolver en l'absence de drainage vérifient l'équation (V-13), qui peut également s'écrire :

$$-\frac{C^*}{2 \cos \theta} = -\frac{\Delta P_{cap} D_{inscrit}}{4\sigma \cos \theta} = 1 \quad (V-22)$$

Cela est lié à la forme sphérique du ménisque dans des tubes de section polygonale régulière lorsque la gravité a un effet négligeable sur la courbure. Les principes donnés dans la partie V.1.5 sont ainsi retrouvés et permettent de valider le code utilisé avant l'étude de sections plus complexes.

V.2.2.2 Tubes cannelés

La section des tubes cannelés est définie en coordonnées polaires (r, φ) par l'équation :

$$r(\varphi) = r_{moy}[1 + \alpha \cos(N\varphi)] \quad (V-23)$$

où r_{moy} est le rayon moyen, α un facteur de forme et N le nombre de cannelures. Cette équation paramétrique est illustrée sur la figure V-31 pour $N = 5$. Elle a été choisie arbitrairement afin de comprendre les principes généraux régissant la stabilité pour des sections dont la courbure et la distance centre-paroi sont variables. En effet, en modifiant les différents paramètres de l'équation (V-23), il est possible de modéliser une grande variété de formes (figure V-32). Dans tous les cas, le diamètre inscrit est calculé tel que :

$$D_{inscrit} = 2 r_{moy} (1 - \alpha) \quad (V-24)$$

D'après la littérature, la connaissance du diamètre inscrit est insuffisante pour prédire la courbure d'un ménisque au sein d'une telle section. Celui-ci est déterminé afin de comparer les résultats à ceux obtenus pour un tube circulaire de même diamètre inscrit.

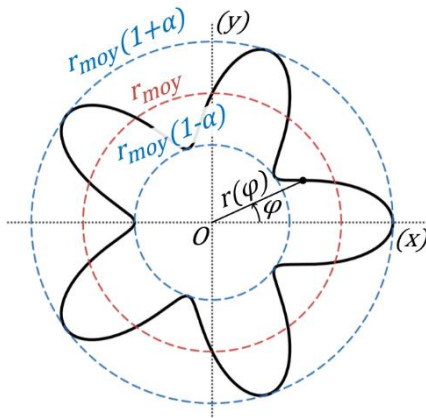


Figure V-31 : Section cannelée d'équation polaire $r(\varphi) = r_{moy}[1 + \alpha \cos(5\varphi)]$

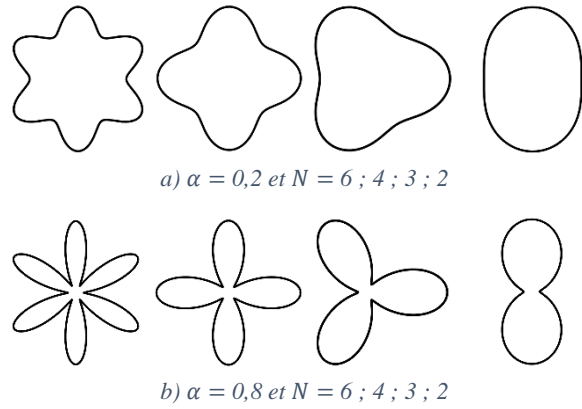


Figure V-32 : Exemples de sections modélisées

Des exemples de ménisques obtenus par Surface Evolver dans des tubes cannelés sont présentés sur la figure V-33. De la même manière que précédemment, l'angle de contact obtenu après convergence est comparé à la valeur de consigne afin de valider la solution issue du logiciel. L'écart à la consigne diminue quand celle-ci se rapproche de 90° . Étant donné que les courbes représentant $\Delta P_{cap} / \cos \theta$ se superposent pour différentes valeurs de θ (comprises en 20 et 160°), l'analyse des résultats est menée pour un angle de contact proche de 90° afin de minimiser l'erreur. De plus, l'erreur sur θ augmente avec α et avec le nombre de cannelures N , mais dépend peu du rayon moyen. Les angles locaux obtenus ont un écart allant jusqu'à 10° par rapport à la valeur de consigne. L'erreur sur la moyenne des angles de contact est, quant à elle, inférieure à $1,5^\circ$.

Le fait que les courbes représentant $\Delta P_{cap} / \cos \theta$ se superposent pour différentes valeurs de θ montre que, pour les sections cannelées, la courbure du ménisque est proportionnelle à $\cos \theta$, comme dans le cas de tubes circulaires ou de sections polygonales régulières. Ainsi, la différence de pression de part et d'autre de l'interface peut s'exprimer à l'aide d'un diamètre équivalent qui dépend uniquement du facteur de forme α et du nombre de cannelures :

$$\Delta P_{cap} = \sigma C = - \frac{4\sigma \cos \theta}{D_{equ}(\alpha, N)} \quad (V-25)$$

Le paramètre de stabilité des bouchons de liquide s'écrit alors :

$$\Delta P_{hydro} = \frac{4\sigma}{D_{equ}(\alpha, N)} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (V-26)$$

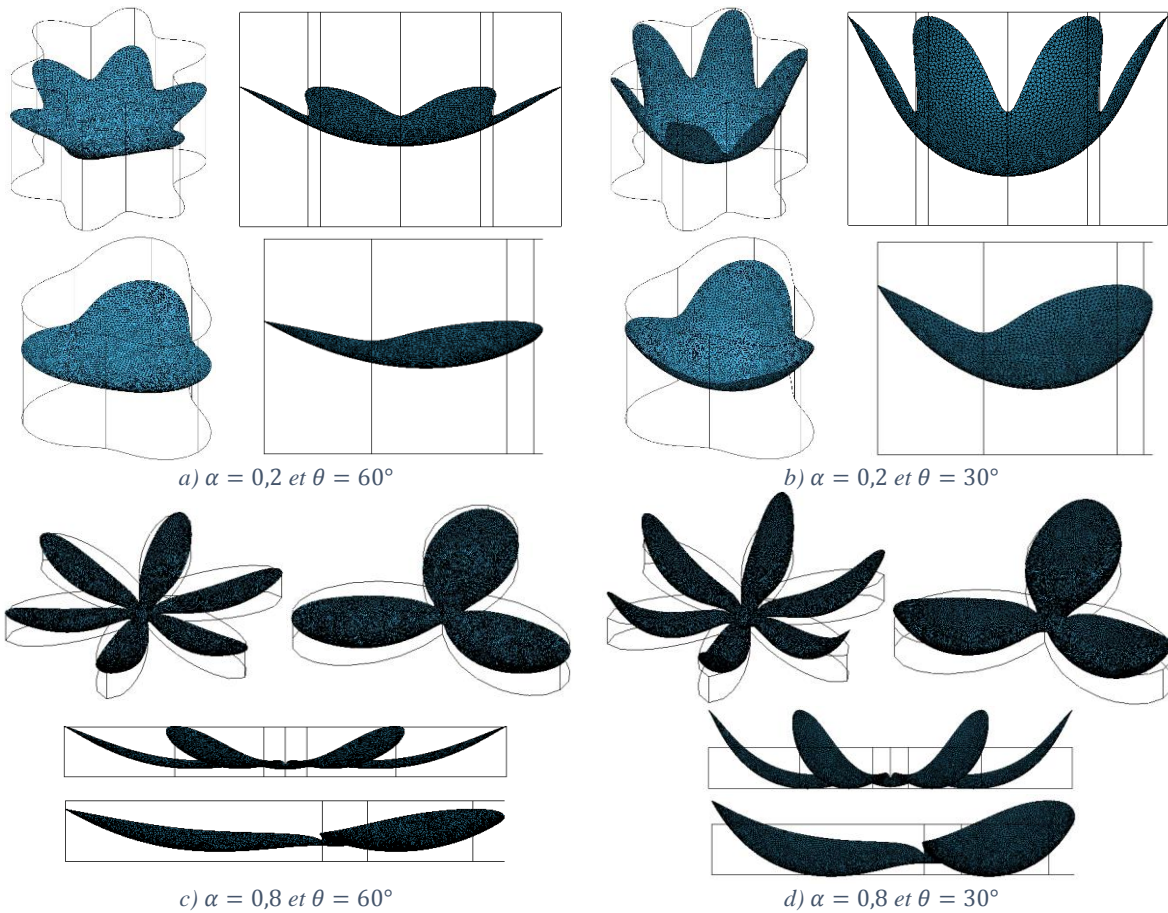


Figure V-33 : Exemples de ménisques obtenus par Surface Evolver pour $N = 6$ et 3

Grâce à ce résultat, il est possible de comparer la stabilité d'un bouchon dans des tubes de section cannelée et circulaire (ou polygonale régulière). En effet, pour des angles θ_1 et θ_2 donnés, il vient :

$$\frac{\Delta P_{hydro}}{\Delta P_{hydro}^{ref}} = \frac{D_{inscrit}}{D_{equ}(\alpha, N)} \quad \text{avec } \forall \theta \neq \frac{\pi}{2}, \quad D_{equ}(\alpha, N) = \left| \frac{4\sigma \cos \theta}{\Delta P_{cap}} \right| \quad (V-27)$$

La différence de pression ΔP_{hydro}^{ref} caractérise la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube de section circulaire ou polygonale régulière de diamètre inscrit $D_{inscrit}$ en l'absence de drainage. Le paramètre comparatif ci-dessus correspond donc à une différence de pression hydrostatique adimensionnée, à un diamètre équivalent adimensionné ou encore à une courbure adimensionnée telle qu'exprimée dans l'équation (V-22).

La figure V-34 présente les valeurs de $\Delta P_{hydro}/\Delta P_{hydro}^{ref}$ obtenues en fonction du facteur de forme α pour différents nombres de cannelures N compris entre 2 et 6. Lorsque α se rapproche de sa valeur maximale (les bords de la paroi entrent en contact au centre si $\alpha = 1$), le logiciel ne parvient plus à converger, probablement car aucun ménisque couvrant la base ne peut exister. En effet, le ménisque plat configuré initialement disparaît ou se disloque. Le liquide peut par exemple se placer d'un côté quand $N = 2$ sous l'effet des forces capillaires (figure V-35). Dans le cas où aucun équilibre n'a été trouvé par Surface Evolver, les courbes ont été extrapolées par des tirets. La figure V-34 montre qu'à diamètre inscrit constant, la différence de pression hydrostatique augmente avec le nombre de cannelures N pour α donné. Les bouchons sont donc plus stables dans un tube à six cannelures que dans un tube à deux cannelures. De plus, l'impact du facteur de forme est significatif : globalement, la stabilité décroît quand α augmente, sauf quand le nombre de cannelures est grand ($N = 5$ ou 6). Dans ce cas, le paramètre $\Delta P_{hydro}/\Delta P_{hydro}^{ref}$ passe par un maximum avant de décroître. La valeur obtenue pour des tubes de section polygonale régulière en l'absence de drainage est représentée par une ligne pointillée en guise de référence. Pour α compris entre 0,16 et 0,5, les bouchons sont plus stables dans un tube possédant six

cannelures que dans un tube cylindrique. En revanche, dans tous les autres cas étudiés, la stabilité dans les tubes cannelés est moindre que dans des tubes polygonaux de même diamètre inscrit.

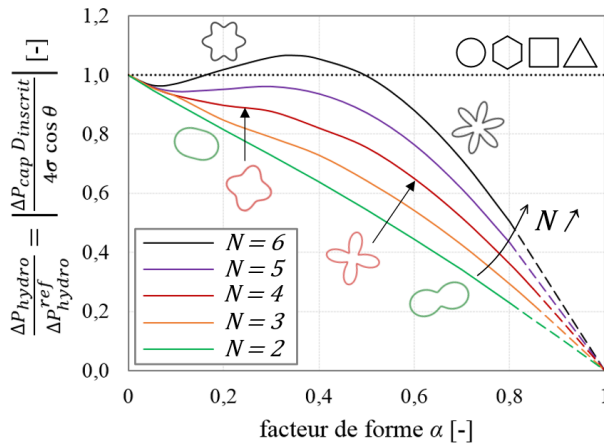


Figure V-34 : Courbure adimensionnée en fonction du facteur de forme pour différents nombres de cannelures N

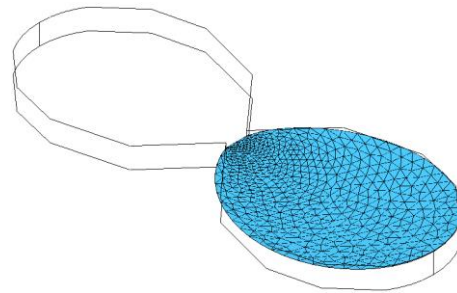


Figure V-35 : Ménisque disloqué hors équilibre obtenu par Surface Evolver pour N = 2 et $\alpha = 0,9$

Contrairement au cas des géométries polygonales régulières, le diamètre inscrit seul ne permet pas de prédire la courbure de l'interface, ni la stabilité dans les tubes cannelés. Comme expliqué précédemment, le diamètre inscrit est une grandeur caractéristique pertinente pour les sections polygonales régulières car il correspond à la distance constante entre la paroi et le centre du polygone. Dans les tubes cannelés, en revanche, cette distance n'est pas constante, de même que la courbure de la paroi. Une analyse plus approfondie est présentée en annexe H : elle s'attache à identifier les grandeurs caractéristiques pertinentes permettant d'expliquer l'allure des courbes.

V.2.2.3 Comparaison intégrant la compacité

Le choix d'une géométrie ne dépend pas uniquement de la stabilité des bouchons à l'intérieur des tubes ; il doit également considérer l'optimisation de la convection externe, qui passe notamment par l'augmentation de la surface d'échange en multipliant les tubes. Pour cela, un travail sur le placement des tubes est nécessaire, sachant que le pavage idéal dépend de leur forme et ne doit pas engendrer de pertes de charge trop importantes pour le fluide de refroidissement.

V.2.2.3. a) Choix du pavage et critère de compacité

Pour un diamètre inscrit donné, la courbure et la stabilité sont identiques au sein de sections circulaire et polygonale régulière en l'absence de drainage dans les angles. Par contre, le cercle est désavantageux du point de vue de la compacité comparé aux différents polygones réguliers étudiés. En effet, les triangles équilatéraux, les carrés et les hexagones réguliers permettent de réaliser un pavage parfait du plan, c'est-à-dire un pavage sans espace libre ni recouvrement (figure V-36), ce qui n'est pas possible pour les cercles. Dans chaque cas, une maille élémentaire optimale telle que celle présentée pour le carré sur la figure V-36 peut être identifiée, incluant l'épaisseur de la paroi du tube et l'espacement envisagé. La forme de cette maille élémentaire correspond à celle du tube dans le cas des sections triangulaire, carrée et hexagonale. Ce n'est pas le cas pour un tube circulaire, pour lequel la maille optimale est hexagonale.



Figure V-36 : Exemples de pavages parfaits du plan

Le rapport entre le périmètre extérieur du tube et la surface à la base pour la maille élémentaire optimale définit la surface d'échange spécifique maximale, notée $S_{spé,max}$ (en m^2/m^2), indicateur de la compacité. Si la référence est le tube circulaire, la surface $S_{spé,max}$ est augmentée de 10 % pour les sections triangulaire, carrée et hexagonale de même diamètre inscrit (lorsque l'espacement et l'épaisseur de la paroi sont constants).

Dans le cas des sections cannelées, la recherche de la maille élémentaire optimale est autrement plus complexe et requerrait des notions en dehors de notre champ d'expertise. En effet, l'étude du pavage est un domaine mathématique à part entière faisant l'objet de nombreuses recherches [165-170]. Une maille élémentaire hexagonale (figure V-37) a donc été considérée pour la suite de l'analyse, afin de réaliser une comparaison approximative. Cette forme de maille est d'autant plus pertinente que le nombre de cannelures est élevé et le facteur de forme faible, car le pavage optimal se rapproche alors de celui du cercle. En effet, la figure V-37 montre qu'avec un pavage hexagonal, l'espacement réel entre les parois peut se rapprocher du minimum fixé lorsque $N = 6$ et $\alpha = 0,2$, mais il en est loin pour $N = 3$ et $\alpha = 0,8$. Lorsque le nombre de cannelures est faible et α grand, un tel pavage est donc loin d'être optimal, d'où une surface d'échange spécifique éloignée de sa valeur maximale. En revanche, quand α est proche de zéro ou $N \rightarrow \infty$, la surface spécifique calculée tend vers $S_{spé,max}$.

Le calcul de la surface $S_{spé}$ requiert la connaissance du périmètre du tube cannelé. Celui-ci dépend du facteur de forme et du nombre de cannelures :

$$p(\alpha, N) = \int_0^{2\pi} \sqrt{r(\varphi)^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2} d\varphi = r_{moy} \int_0^{2\pi} \sqrt{\alpha^2 N^2 \sin^2(N\varphi) + (1 + \alpha \cos(N\varphi))^2} d\varphi \quad (V-28)$$

La valeur de cette intégrale a été calculée numériquement sous MATLAB pour les différents cas modélisés.

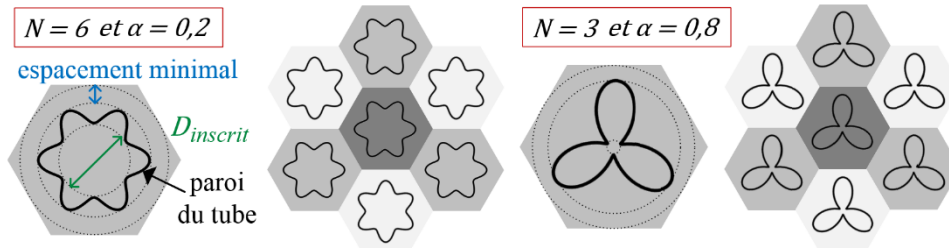


Figure V-37 : Pavage de tubes cannelés pour une maille élémentaire hexagonale

V.2.2.3. b) Comparaison des géométries incluant compacité et stabilité

Le critère comparatif le plus pertinent combine la différence de pression hydrostatique et la surface d'échange spécifique maximale adimensionnées :

$$\frac{\Delta P_{hydro}}{\Delta P_{hydro}^{ref}} \frac{S_{spé,max}^{ref}}{S_{spé,max}} = \begin{cases} \frac{D_{inscrit}}{D_{equ}(\alpha, N)} \frac{S_{spé,max}^{ref}}{S_{spé,max}} & \text{pour une section cannelée} \\ \frac{S_{spé,max}^{ref}}{S_{spé,max}} & \text{pour une section polygonale régulière} \\ 1 & \text{pour une section circulaire (référence)} \end{cases} \quad (V-29)$$

Ce critère permet de comparer la courbure des ménisques pour une surface d'échange donnée correspondant au placement optimal des tubes, combinant ainsi compacité et stabilité des bouchons pour trouver le meilleur compromis. Pour l'application considérée, la valeur de ce paramètre doit être la plus réduite possible.

Dans le cas de tubes de section circulaire ou polygonale régulière, le pavage optimal et la surface $S_{spé,max}$ sont connus. Pour un diamètre inscrit fixé, la valeur de $\frac{\Delta P_{hydro}}{\Delta P_{hydro}^{ref}} \frac{S_{spé,max}^{ref}}{S_{spé,max}}$ est identique pour les trois sections polygonales modélisées (hexagone, carré et triangle) et réduite de 10 % par rapport au

cercle. Elles sont donc plus avantageuses que ce dernier. En outre, parmi les sections polygonales, le triangle est le plus favorable au drainage, qui est un phénomène déstabilisant (voir section V.1.5.2).

Pour les tubes cannelés, le pavage optimal et la surface $S_{spé,max}$ étant inconnus, une comparaison approximative est réalisée sur la base d'un pavage hexagonal. Dans ce cas, la surface spécifique n'atteint pas sa valeur maximale, mais elle s'en approche quand α est faible ou N grand. Les résultats sont présentés sur la figure V-38, qui permet de comparer la stabilité entre les différentes sections pour une surface d'échange spécifique donnée. Les courbes obtenues pour les tubes cannelés se superposent. Cela traduit le fait que, lorsque le pavage est identique pour toutes les sections, l'augmentation avantageuse du périmètre provoquée par l'accroissement de N est compensée par l'élévation associée de la courbure. Le nombre de cannelures est alors sans influence sur le compromis entre stabilité et compacité. Toutefois, les courbes ne seraient plus superposées si le pavage était modifié pour des formes particulières : une optimisation du pavage pour N faible et α grand pourrait notamment augmenter la surface d'échange spécifique et rendre les formes concernées plus avantageuses.

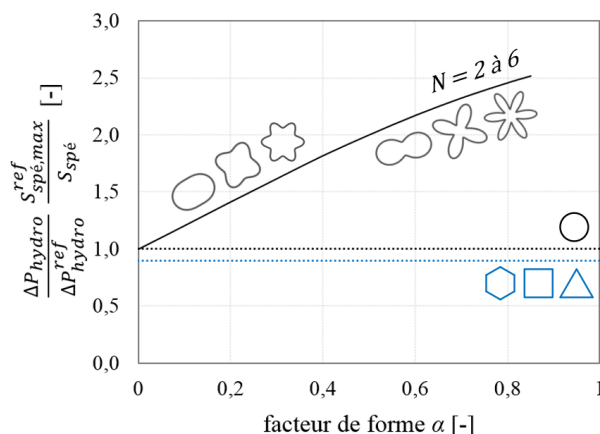


Figure V-38 : Rapport entre les paramètres de stabilité et de compacité adimensionnés en fonction du facteur de forme pour un pavage hexagonal (ou carré / triangulaire pour les sections carrée / triangulaire)

Dans tous les cas, le rapport des paramètres de stabilité et de compacité augmente avec le facteur de forme. La stabilité est donc accrue dans les tubes cannelés par rapport à un tube cylindrique de même surface spécifique. La valeur obtenue avec un pavage optimisé pour les sections polygonales a été ajoutée en guise de comparaison. Ces dernières constituent toujours le meilleur compromis entre stabilité et compacité parmi les différentes sections modélisées.

V.2.3 Conclusions de l'étude numérique

Les principes donnés dans la littérature pour les tubes de section polygonale régulière ont été retrouvés par la modélisation : le drainage dans les angles a lieu si $0 \leq \theta < \pi/N$ dans un polygone à N côtés et, en l'absence de drainage, le ménisque est de forme sphérique. Sa courbure est caractérisée par la distance centre-paroi constante, correspondant au diamètre inscrit. Ainsi, la stabilité est identique dans tous les tubes de section polygonale régulière de même diamètre inscrit. Par contre, dans l'optique d'optimiser les échanges thermiques par convection externe, la section circulaire est moins intéressante que les autres. En effet, réaliser un pavage avec des tubes cylindriques n'est pas optimal du point de vue de la surface d'échange spécifique : celle-ci est réduite de 10 % par rapport aux sections hexagonale, carrée et triangulaire placées selon un pavage optimisé.

Au sein des tubes cannelés, les bouchons sont généralement moins stables que dans des tubes de section polygonale régulière pour un diamètre inscrit donné. De plus, la stabilité décroît avec le nombre de cannelures N et quand le facteur de forme α augmente, sauf pour $N = 5$ ou 6. L'évolution de la courbure adimensionnée en fonction de α n'est alors plus monotone. Les résultats montrent que le diamètre inscrit n'est pas une grandeur caractéristique pertinente pour les tubes cannelés, car la distance centre-paroi n'y est pas constante. Un diamètre équivalent caractérisant la stabilité peut toutefois être défini. Néanmoins, la comparaison aux autres sections sur la base de ce seul paramètre est peu

judicieuse. Le critère de la surface d'échange spécifique l'est davantage car il inclut la notion de compacité or, pour une surface d'échange spécifique donnée, le modèle prédit une stabilité des bouchons de liquide jusqu'à 2,5 fois plus grande dans un tube cannelé que dans un tube cylindrique. Du fait de leur manque de compacité, les tubes cannelés constituent donc un moins bon compromis entre (in)stabilité et surface d'échange pour la convection externe qu'un tube cylindrique et, a fortiori, qu'un tube de section triangulaire, carrée ou hexagonale. Cette conclusion serait peut-être à nuancer pour des tubes à faible nombre de cannelures, pour lesquels la comparaison n'est pas évidente car le pavage optimal est compliqué à déterminer.

V.3. Étude expérimentale de l'influence de la section transversale des ailettes sur la stabilité des bouchons de liquide

Suite à l'étude numérique portant sur la courbure, une campagne d'essais expérimentaux a été menée en quasi-statique afin d'étudier l'impact de la section transversale des tubes sur l'hystérésis d'angle de contact. Pour les sections polygonales convexes circonscriptibles, la simple connaissance du diamètre inscrit et de l'hystérésis permet de conclure sur la stabilité des bouchons. Dans le cas général, en revanche, il est nécessaire de connaître l'évolution de la courbure en fonction de l'angle de contact afin d'en déduire la stabilité pour une hystérésis donnée.

Dans un premier temps, les recherches ont porté sur le choix d'un matériau polymère et d'une technologie de fabrication permettant la réalisation d'un condenseur transparent à ailettes creuses de section non-circulaire. En effet, les tubes de PET utilisés précédemment et disponibles dans le commerce sont tous cylindriques. Une nouvelle méthode de fabrication est donc nécessaire pour étudier l'influence de la section transversale des ailettes. Une fois la technologie et le matériau choisis, des tubes simples ouverts de différentes sections transversales ont été fabriqués afin de comparer la stabilité de bouchons de liquide entre les sections en l'absence de condensation et d'orienter les choix de géométrie pour le condenseur complet.

V.3.1 Conception et fabrication des tubes

La technologie de fabrication et les propriétés du matériau et de la paroi influencent l'hystérésis. Pour s'affranchir de cette influence, le procédé de fabrication et le matériau polymère ont été choisis en amont avec l'objectif de réaliser un condenseur complet et ils sont inchangés dans tous les essais qui suivent. Les contraintes qui doivent être respectées pour la réalisation d'un condenseur à ailettes creuses ont été présentées dans le chapitre II et continuent à s'appliquer dans le cas d'ailettes de section transversale non-circulaire. La recherche du couple polymère / technologie de fabrication a été menée en partenariat avec IPC. Deux technologies de fabrication additive ont été envisagées : le dépôt de fil fondu (FDM) et la stéréolithographie (SLA). Celles-ci permettent de faire du prototypage rapide et de réaliser une grande variété de géométries à moindre coût. L'étanchéité de caloducs cylindriques réalisés en FDM s'est révélée insuffisante. En revanche, les essais préliminaires ont montré que la stéréolithographie permettait de répondre aux spécifications en termes d'étanchéité et de compatibilité chimique, notamment avec l'eau jusqu'à 100 °C lorsque l'épaisseur de paroi est supérieure ou égale à 0,8 mm. Parmi les deux résines testées, la résine High Temp a été sélectionnée pour sa bonne tenue thermique et mécanique.

Dans un second temps, des tubes simples ouverts aux extrémités ont été réalisés en SLA avec la résine High Temp afin d'étudier l'impact de la section transversale sur la stabilité des bouchons de liquide. Les tubes, de hauteur 10 cm, ont été fabriqués verticalement avec une imprimante 3D Formlabs Form 2. L'épaisseur de paroi est de 0,8 mm et la section transversale ne varie pas longitudinalement. Les sections étudiées sont présentées sur la figure V-39 : elles incluent les sections polygonales modélisées précédemment ainsi qu'une section cannelée (à $N = 6$ cannelures) et un hexagone curviligne concave ou « réentrant ». Deux séries de tubes ont été fabriquées, avec un diamètre inscrit de 2 mm et 3,5 mm respectivement. En utilisant de l'eau comme fluide de travail, ces diamètres permettent la

formation de bouchons de liquide, qui est nécessaire à l'étude de l'hystérésis, tout en évitant le développement d'instabilités de Rayleigh-Taylor. L'eau étant peu mouillante sur la paroi en polymère (angle de contact statique de l'ordre de 60-70°), elle présente également l'avantage de minimiser l'effet du drainage dans les angles.

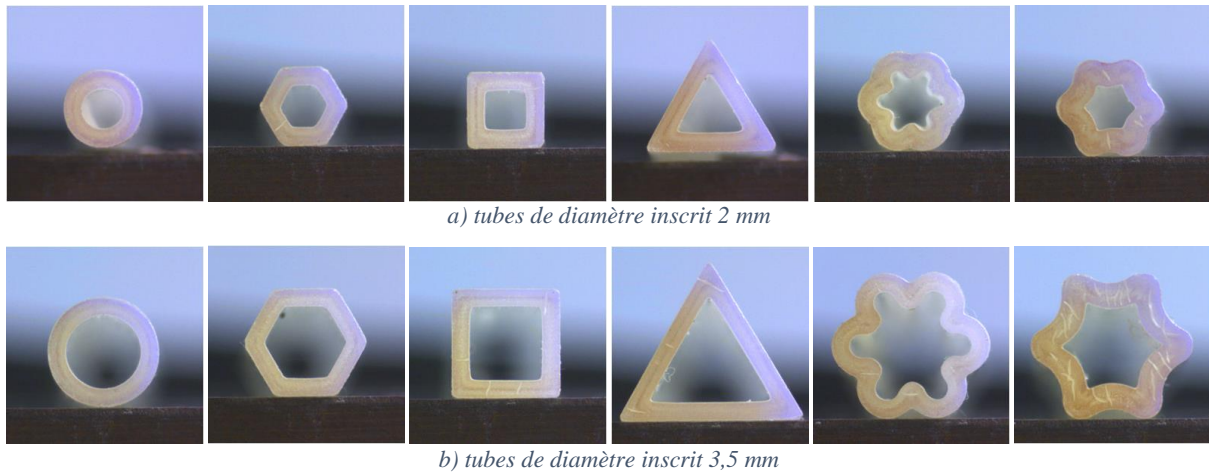


Figure V-39 : Photographies de l'extrémité des différents tubes fabriqués
(sections de gauche à droite : cercle, hexagone, carré, triangle, cannelé, hexagone réentrant)

Finalement, comme de nombreux paramètres sont maintenus constants dans l'étude expérimentale, seule la section transversale des tubes influence la stabilité des bouchons de liquide caractérisée par le paramètre ΔP_{hydro} (équation (V-6)). La section transversale peut impacter la stabilité par deux mécanismes principaux : une modification de l'hystérésis d'angle de contact et une action directe sur la courbure des interfaces.

L'effet direct sur la courbure est a priori négligeable dans le cas des sections polygonales et cannelées. En effet, la forme des sections cannelées se rapproche de celle modélisée par l'équation (V-23) avec un facteur de forme α d'environ 0,2 pour $D_{inscrit} = 2$ mm et 0,25 pour $D_{inscrit} = 3,5$ mm. Ainsi, d'après les résultats numériques présentés précédemment sur la figure V-34, la courbure de l'interface est proche de celle existant dans un tube de section circulaire ou polygonale régulière de même diamètre inscrit en l'absence de drainage, avec un écart inférieur à 5 %. Autrement dit, le diamètre équivalent $D_{equ}(\alpha, N)$ correspond ici au diamètre inscrit. Les essais expérimentaux permettent donc d'étudier l'impact de la section transversale sur l'hystérésis d'angle de contact indépendamment des autres paramètres.

Concernant la section « hexagone réentrant » ajoutée dans le cadre de l'étude expérimentale, elle n'a pas pu faire l'objet d'une modélisation par manque de temps. Son impact direct sur la courbure n'a donc pas été quantifié théoriquement. Toutefois, d'après la littérature (voir section V.1.5.3, figure V-26), des sections triangulaires et carrées réentrantes peuvent être à l'origine d'une courbure significativement supérieure au cas d'un tube circulaire de même diamètre inscrit : l'augmentation peut aller jusqu'à 30 % dans la gamme d'angles de contact considérée. Ainsi, pour l'hexagone réentrant, les résultats expérimentaux incluent l'impact de la géométrie à la fois sur la courbure et sur l'hystérésis.

V.3.2 Protocole expérimental

L'objectif des essais expérimentaux est la mesure de la différence de pression hydrostatique ΔP_{hydro} de part et d'autre d'un bouchon de liquide à l'équilibre en présence d'hystérésis. Pour un bouchon de longueur L en équilibre au sein d'un tube incliné d'un angle α par rapport à l'horizontale (figure V-40), cette différence de pression s'exprime :

$$\Delta P_{hydro} = \rho_l g L \sin \alpha \quad (V-30)$$

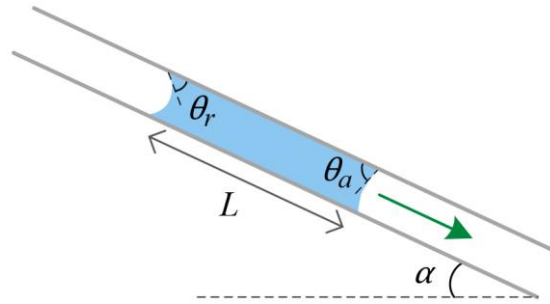


Figure V-40 : Mesure de l'hystérésis

Dans un premier temps, le tube à tester est rincé avec de l'eau distillée, choisie comme fluide de travail. Le tube est ensuite fixé sur un support inclinable, initialement en position horizontale, puis un bouchon de liquide est introduit dans le tube à l'aide d'une seringue. Le support est incliné progressivement jusqu'à ce que le bouchon se déplace. L'angle d'inclinaison est alors relevé et une photo est prise afin de mesurer la longueur du bouchon. À l'instant où le bouchon décroche, la différence de pression capillaire compense encore la différence de pression hydrostatique liée à la gravité. On en déduit :

$$\Delta P_{hydro} = \rho_l g L \sin \alpha = \sigma (C_r - C_a) \quad (V-31)$$

avec C_r et C_a , courbures des ménisques reculant et avançant, respectivement. Pour les différentes géométries étudiées (hormis les hexagones réentrants), cette expression devient :

$$\Delta P_{hydro} = \rho_l g L \sin \alpha = \frac{4\sigma}{D_{inscrit}} (\cos \theta_r - \cos \theta_a) \quad (V-32)$$

avec $D_{inscrit} \approx D_{equ}$ pour les deux sections cannelées réalisées.

Ainsi, le paramètre ΔP_{hydro} permet de quantifier le poids maximal de liquide soutenu par les forces capillaires grâce à l'hystérésis d'angle de contact. Une hystérésis importante permet de maintenir l'équilibre malgré une augmentation de l'inclinaison et donc de la proportion du poids qui doit être compensée par les forces capillaires. Une quantification directe de l'hystérésis peut être obtenue grâce au paramètre adimensionné :

$$\Delta P_{hydro}^* = \frac{\Delta P_{hydro} D_{inscrit}}{4\sigma} = \cos \theta_r - \cos \theta_a \quad (V-33)$$

Suite au décrochage initial, il arrive que le bouchon s'arrête avant d'atteindre l'extrémité inférieure du tube. Dans ce cas, l'augmentation de l'angle d'inclinaison se poursuit et les relevés sont renouvelés jusqu'à ce que le bouchon se déplace jusqu'en bas. Pour chaque essai, les angles de stabilité minimal et maximal sont ainsi mesurés. Par la suite, ils sont notés α_{min} (angle du premier déplacement) et α_{max} (angle pour une descente jusqu'à l'extrémité). Deux différences de pression sont ainsi obtenues à l'issue du protocole :

$$\begin{cases} \Delta P_{hydro,min} = \rho_l g L \sin(\alpha_{min}) & (V-34) \\ \Delta P_{hydro,max} = \rho_l g L \sin(\alpha_{max}) & (V-35) \end{cases}$$

Pour chaque tube, trois à six essais sont réalisés suivant la reproductibilité des résultats, avec différentes longueurs de bouchons comprises entre 10 et 25 mm. Avant chaque nouvel essai, le bouchon de liquide précédent est évacué depuis l'extrémité du tube grâce à une mèche drainante. Une moyenne pondérée des ΔP_{hydro} est finalement retenue. Un poids est attribué à chaque résultat en fonction de son incertitude, calculée via la loi de propagation des erreurs. L'incertitude sur les valeurs finales de $\Delta P_{hydro,min}$ et $\Delta P_{hydro,max}$ comprend les incertitudes de mesure, ainsi qu'une incertitude statistique liée à la dispersion des résultats.

L'incertitude de mesure des angles de stabilité est estimée à $\pm 4,5^\circ$. Elle prend en compte la précision de l'inclinomètre et l'incertitude liée à la reproductibilité. Celle-ci a en effet été étudiée par des allers et retours d'un même bouchon, qui ont notamment permis de vérifier que le sens d'écoulement par rapport au sens de fabrication du tube avait un effet négligeable sur les résultats. En outre, l'état de surface interne est a priori identique pour tous les tubes. Des impuretés peuvent toutefois être présentes,

d'autant plus que le diamètre réduit rend les tubes difficiles à nettoyer. Concernant l'incertitude sur la longueur du bouchon, elle est évaluée à ± 1 mm. La longueur est issue de l'exploitation de photos sous Microsoft Visio et est mesurée le long de l'axe central du bouchon. La figure V-41 présente l'exemple d'un bouchon de liquide photographié dans un tube de section triangulaire. Les photos comprennent une échelle. L'incertitude est principalement liée au manque de transparence des tubes, qui rend parfois délicate l'identification de la position des ménisques, et au positionnement de la règle graduée donnant l'échelle et de l'objectif de la caméra, qui doit être perpendiculaire à l'axe du tube pour éviter les biais de mesure.

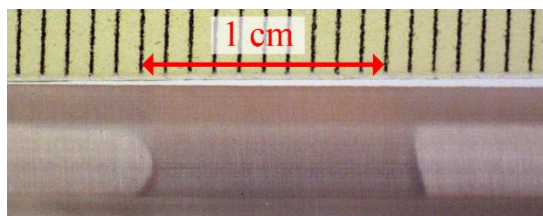


Figure V-41 : Photographie d'un bouchon de liquide dans un tube de section triangulaire incliné à 44°

V.3.3 Analyse des résultats

La figure V-42 permet de visualiser les différences de pression mesurées pour les deux séries de tubes et montre que les bouchons sont moins stables dans les tubes de diamètre inscrit 3,5 mm que dans ceux de diamètre 2 mm, ce qui est cohérent avec l'équation (V-32). En effet, la différence de pression mesurée lors de la rupture d'équilibre est d'autant plus grande que la stabilité est importante et décroît quand le diamètre augmente.

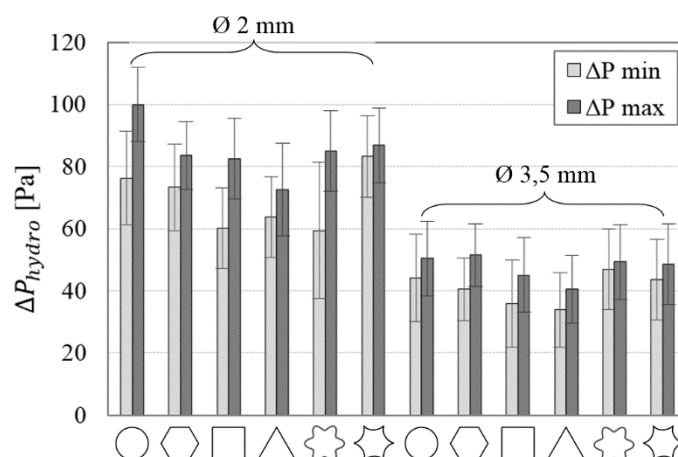


Figure V-42 : Différences de pression hydrostatique mesurées en fonction de la section de tube et du diamètre inscrit

Les résultats adimensionnés sont présentés sur la figure V-43. Ils permettent de s'affranchir de l'influence du diamètre : les ΔP_{min}^* et ΔP_{max}^* sont en théorie identiques pour les deux diamètres testés, ce qui se vérifie pour toutes les sections en considérant les barres d'incertitude. Un écart plus important que pour les autres sections est toutefois visible dans le cas de la section cannelée. Cela peut être lié au fait que les sections ne soient pas tout à fait similaires entre les deux diamètres. De plus, un phénomène de drainage est parfois observé au sein des tubes cannelés de diamètre 2 mm malgré l'utilisation d'un fluide peu mouillant. L'apparition du drainage dépend de la présence éventuelle de liquide dans les cannelures issu d'essais précédents et entraîne une grande variabilité des mesures. Du drainage a pu être observé également au sein des sections triangulaires et dans la section « hexagone réentrant » pour $D_{inscrit} = 3,5$ mm, mais les résultats en sont moins affectés. Ce phénomène est illustré sur la figure V-44 dans le cas d'un tube triangulaire. Comme le liquide est drainé dans les angles (ou cannelures), le bouchon initial, similaire à celui de la figure V-41, est progressivement réduit jusqu'à disparaître. En parallèle, le liquide s'accumule à l'extrémité inférieure du tube et, généralement, un nouveau bouchon s'y forme. Le drainage a une influence déstabilisante. N'ayant pas lieu systématiquement, son impact sur les résultats est limité par la multiplication des essais.

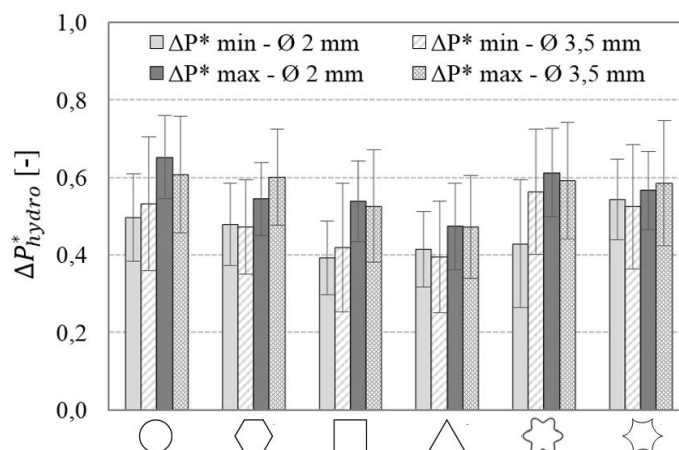


Figure V-43 : Différence de pression adimensionnée mesurée pour les différentes sections de tube

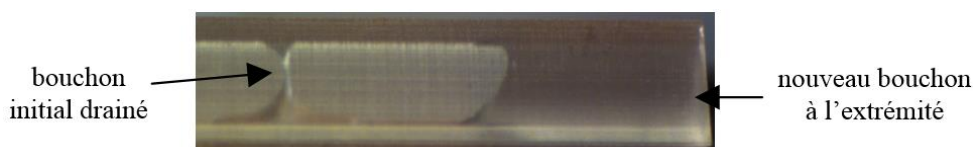


Figure V-44 : Drainage d'un bouchon de liquide à l'extrémité inférieure d'un tube de section triangulaire incliné à 18°

Un écart entre ΔP_{min}^* et ΔP_{max}^* existe pour toutes les sections, bien qu'il soit moins marqué concernant les sections non-polygonales. Il peut s'expliquer par l'état de surface de la paroi interne, qui présente a priori une rugosité à grande échelle liée à la fabrication additive [129], et par la présence de défauts et d'impuretés impactant le déplacement de la ligne de contact. Lors des essais, la mesure de l'angle entraînant un déplacement jusqu'en bas du tube (ΔP_{max}^*) s'est révélée plus reproductible que celle de l'angle du premier déplacement (ΔP_{min}^*), qui peut être influencée significativement par la position initiale du bouchon.

Comme expliqué dans la partie V.3.1, l'influence de la section transversale sur la courbure est négligeable pour toutes les sections hormis les hexagones réentrants (d'après la littérature et l'étude numérique). Ainsi, les résultats traduisent directement l'effet de la section sur l'hystérésis d'angle de contact. Plus l'hystérésis est importante dans une section donnée, plus les bouchons seront stables et les différences de pression mesurées lors de la rupture d'équilibre grandes. Globalement, parmi les sections polygonales, l'hystérésis croît avec le nombre de côtés : elle est minimale pour la section triangulaire et maximale au sein de la section circulaire. Les résultats obtenus pour les tubes cannelés sont comparables à ceux de la section circulaire. Il en est de même pour les sections hexagonales réentrantes. Pour ces dernières, la comparaison reste toutefois délicate car les résultats incluent l'influence de la section sur l'hystérésis d'angle de contact, mais également sur la courbure.

A priori, l'influence des sections polygonales sur l'hystérésis n'est pas liée à la longueur de la ligne de contact. En effet, une augmentation de l'hystérésis avec cette longueur serait attendue en théorie or, la ligne de contact étant plus longue dans un tube de section triangulaire que circulaire à diamètre inscrit identique, l'évolution inverse est observée. Les résultats s'expliquent peut-être par un positionnement différent de la ligne de contact : celle-ci se situe dans un unique plan transversal pour un tube circulaire tandis que, dans les sections polygonales, le contact liquide-paroi se fait sur une gamme de positions axiales d'autant plus grande que le nombre de côtés est faible. Autrement dit, les ménisques sont plus hauts dans un tube de section triangulaire que circulaire. La ligne de contact se place donc en travers de plusieurs couches d'impression transversales dans le cas des sections polygonales, ce qui permet peut-être de réduire l'hystérésis. Si, en revanche, les couches d'impression étaient longitudinales, la hauteur du ménisque serait a priori moins influente et les écarts obtenus entre les différentes sections plus faibles. Des essais complémentaires pourraient donc permettre d'approfondir l'étude et de confirmer ou non les hypothèses émises.

V.4. Conclusions sur la stabilité en régime quasi-statique

Deux phénomènes principaux influencent la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube : l'hystérésis d'angle de contact, dont l'effet est stabilisant, et le drainage capillaire dans les angles, qui déstabilise les interfaces liquide-vapeur. En outre, la géométrie des tubes peut influencer directement la courbure des ménisques, de manière à stabiliser ou déstabiliser les bouchons de liquide. L'importance de ces différents phénomènes dépend de nombreux paramètres, dont l'état de surface de la paroi, le matériau et le fluide considérés (notamment via la mouillabilité du fluide sur la paroi) ou encore la section transversale du tube et son évolution longitudinale. L'étude numérique et expérimentale menée dans ce chapitre s'est intéressée en particulier à l'influence de la section transversale sur la stabilité en l'absence de drainage.

La modélisation de ménisques dans des tubes capillaires de différentes sections a montré que, dans des sections polygonales régulières, le ménisque prend une forme sphérique en l'absence de drainage. Sa courbure est caractérisée par la distance constante entre la paroi et le centre du polygone, comme pour tout tube de section polygonale circonscriptible concave ou convexe, tel que souligné dans la littérature. Ainsi, pour une hystérésis donnée, la stabilité d'un bouchon de liquide est identique dans tous les tubes de sections polygonales régulières de même diamètre inscrit. Pour des sections non-polygonales, en revanche, prédire la courbure et la stabilité nécessite une analyse au cas par cas. Au sein de tubes cannelés, les résultats numériques montrent que la stabilité des bouchons n'est pas prédite par le diamètre inscrit, mais par un diamètre équivalent qui dépend du nombre de cannelures et du facteur de forme. Une comparaison entre toutes les sections modélisées a été réalisée en considérant la stabilité des bouchons de liquide, mais également la compacité des tubes. Cette dernière est en effet primordiale dans l'optique d'optimiser la convection externe en augmentant le nombre de tubes. La compacité de chaque section est caractérisée par sa surface d'échange spécifique maximale (rapport entre le périmètre extérieur du tube et la surface à la base pour la maille élémentaire optimale). Les tubes cannelés constituent un moins bon compromis entre stabilité et compacité qu'un tube cylindrique, lui-même moins intéressant qu'un tube de section triangulaire, carrée ou hexagonale. Ces trois dernières sections ont en effet l'avantage de permettre un pavage parfait. La conclusion précédente serait peut-être à nuancer pour des tubes à faible nombre de cannelures, pour lesquels la comparaison n'est pas évidente car le pavage optimal est compliqué à déterminer.

Une fois l'influence de la section transversale sur la *courbure* connue grâce au modèle numérique, une étude expérimentale a été menée afin de caractériser l'influence de la section transversale sur l'*hystérésis* d'angle de contact. Des tubes ouverts de sections polygonale régulière et cannelée ont été réalisés en fabrication additive par stéréolithographie d'une résine polymère. Lors des essais visant à quantifier l'hystérésis, un index d'eau distillée est placé dans le tube testé, qui est progressivement penché jusqu'à ce que le liquide se déplace. Les résultats montrent que, parmi les sections polygonales régulières testées (triangle, carré, hexagone, cercle), l'hystérésis croît avec le nombre de côtés : elle est minimale pour une section triangulaire et maximale au sein de la section circulaire. Concernant les tubes à six cannelures testés, l'hystérésis est comparable à celle mesurée dans une section circulaire. Il serait intéressant de tester d'autres sections cannelées, notamment celles à deux ou trois cannelures, même si découpler l'effet direct sur la courbure de celui sur l'hystérésis serait plus compliqué dans ces cas-là.

Finalement, en l'absence de drainage, la distinction entre les sections polygonales régulières se fait non pas sur la courbure, qui est identique dans toutes les sections pour un diamètre inscrit donné, mais sur l'hystérésis d'angle de contact. Sur ce point, la section triangulaire est la plus avantageuse dans l'optique de déstabiliser les bouchons. Pour les sections non-polygonales, des études complémentaires sont nécessaires, par exemple en modélisant davantage de formes afin de connaître leur impact sur la courbure et, éventuellement, de pouvoir mettre au jour des principes plus généraux par une analyse mathématique avancée considérant le couplage entre la distance centre-paroi et la courbure de la paroi. Dans le cas présent, l'étude des sections cannelées n'a pas été approfondie car elles se sont révélées peu intéressantes du point de vue de la compacité dans les cas où elles déstabilisent le plus les ménisques.

La section triangulaire présente une surface d'échange spécifique supérieure car elle permet de réaliser un pavage parfait, en plus d'être avantageuse du point de vue de l'instabilité des bouchons.

L'étude de stabilité en régime quasi-statique a été menée en négligeant l'influence du drainage. Celui-ci a pourtant un effet déstabilisant particulièrement intéressant qui a pu être observé dans certains tubes lors des essais expérimentaux, malgré l'utilisation d'un fluide peu mouillant. Pour les fluides parfaitement mouillants, il n'y a pas d'hystérésis d'angle de contact. Or, ce phénomène est nécessaire au maintien d'un bouchon en équilibre. Dans ce cas, la réduction du diamètre des ailettes est limitée uniquement par le débit de drainage, qui doit être supérieur au débit de condensation pour éviter l'engorgement des tubes dans un condenseur en fonctionnement.

Chapitre VI : Influence de la géométrie interne des ailettes sur le drainage

Le drainage du condensat vers l'évaporateur peut prévenir l'apparition de bouchons de liquide dans les ailettes creuses. De plus, en l'absence de bouchons, l'intensification des échanges lors de la condensation à l'intérieur des ailettes nécessite la réduction de l'épaisseur du film liquide, du moins localement. Au sein de tubes de diamètre réduit, l'enjeu est de favoriser l'écoulement du condensat à contre-courant de la vapeur montante, afin d'éviter une accumulation de liquide aboutissant à un blocage des ailettes. Pour cela, le drainage capillaire apparaissant dans le plan transversal ou longitudinal au sein de tubes non-cylindriques peut constituer un levier pertinent.

Ce chapitre a pour objectif d'identifier la géométrie et, en particulier, la section transversale la plus favorable pour l'intensification des transferts thermiques grâce au drainage lors de la condensation en film. Il est construit de façon similaire au précédent. Dans un premier temps, une revue de la littérature est présentée afin de mettre en évidence les principaux paramètres influençant l'épaisseur de film et le drainage capillaire lors de la condensation. Ensuite, l'influence de la section transversale des ailettes sur le drainage et les transferts thermiques est étudiée expérimentalement, notamment grâce à la fabrication de différents condenseurs dont les ailettes sont de section non-circulaire. Enfin, les premiers résultats obtenus avec des configurations d'ailettes innovantes présentant des interconnexions sont analysés.

Afin d'étudier le drainage en s'affranchissant de l'interaction entre l'évaporateur et le condenseur mise en évidence dans le chapitre IV, la hauteur de l'évaporateur est augmentée dans le présent chapitre. Ainsi, quel que soit le fluide utilisé, l'ébullition n'est pas confinée ($Co_{evap} < 0,15$).

VI.1. Principes généraux sur l'intensification des échanges thermiques en condensation grâce au drainage

L'intensification des échanges en condensation obéit à trois principes [171] :

- Un premier principe consiste à favoriser l'assèchement partiel de la paroi. Pour cela, il est possible, d'une part, de favoriser la condensation en gouttes, notamment par des dépôts de faible épaisseur sur la surface et, d'autre part, de modifier la géométrie de la paroi avec des ondulations ou des rainures permettant le drainage du condensat sur des zones particulières de la paroi.
- Les deux autres principes sont communs à l'évaporation et à la condensation : ce sont l'utilisation d'ailettes et l'utilisation de promoteurs de turbulence dans le film de condensat comme, par exemple, des rugosités de paroi ou des inserts de type ressort ou ruban torsadé.

La présente étude s'intéresse uniquement à l'effet de la géométrie et des propriétés de la paroi sur le drainage lors de la condensation en film. Ce mode de condensation est en effet le plus fréquemment rencontré dans les caloducs. La condensation en gouttes sort donc du cadre de l'étude, de même que l'utilisation de promoteurs de turbulence et d'ailettes. Les ailettes permettent une extension des surfaces d'échange, mais elles perdent leur intérêt dans le cas de matériaux isolants thermiques comme les polymères. Elles seront évoquées ici seulement dans la mesure où elles ont un effet sur le drainage du condensat, au même titre que les inserts.

Le phénomène de drainage capillaire apparaît dès lors qu'un gradient de pression dû à la tension superficielle existe au sein d'un liquide. Ce gradient de pression est lié à une variation de la courbure locale de l'interface liquide. Le drainage peut avoir lieu dans le plan longitudinal, provoquant par exemple l'ascension du liquide dans un angle (voir section V.1.5.2), mais également dans le plan transversal. Comme évoqué précédemment, le drainage est avantageux en présence de bouchons de liquide dans les ailettes de la chambre de vapeur. A priori, il l'est également en leur absence car il permet

de réduire l'épaisseur du film de condensat dans certaines zones et, ainsi, d'améliorer les transferts thermiques en condensation.

Sans être exhaustive, la présente synthèse vise à restituer les grands principes mis au jour dans la littérature afin d'identifier les géométries les plus favorables au drainage. Nous nous intéresserons dans un premier temps à la condensation sur des surfaces verticales profilées, puis à l'influence des propriétés de la paroi sur le drainage. Enfin, le sujet de la condensation dans un tube sera abordé sous différents aspects : effet d'une variation longitudinale de la section, influence de la section transversale ou de l'inclinaison sur l'épaisseur de film et le drainage.

VI.1.1 Condensation sur une surface verticale profilée

Dans le cadre de la condensation d'une vapeur pure stagnante sur une surface verticale, différents types de rainures et d'ailettes ont été imaginés afin d'utiliser l'effet de la tension de surface pour réduire l'épaisseur de film par endroits et ainsi améliorer les transferts thermiques. Cette technique est d'autant plus efficace que la tension superficielle du condensat est élevée (eau, ammoniac) [171]. La courbure de la surface n'ayant que peu d'influence sur le coefficient d'échange [172-173], les travaux concernant la condensation sur une plaque plane et sur des tubes verticaux sont cités indifféremment.

L'écoulement du condensat sur une surface verticale ailetée est illustré sur la figure VI-1. Dans certaines zones, notamment le long du profil convexe au sommet de l'ailette, l'écoulement du fluide est majoritairement horizontal. En effet, entre les points A et B, le gradient transversal de pression dans le film induit par la variation de courbure est tel que les forces capillaires sont prépondérantes devant la gravité. D'après la figure VI-2 présentant l'évolution de la courbure du film le long de l'ailette, il en est de même dans les régions C-D et E-F. Les écoulements capillaires sont dirigés vers l'angle à la base de l'ailette, où la courbure et la pression sont les plus faibles. Dans cette zone, la gravité a une influence dominante, d'où un écoulement vers le bas. Dans les régions B-C et F-G, les effets de la capillarité et de la gravité sont comparables.

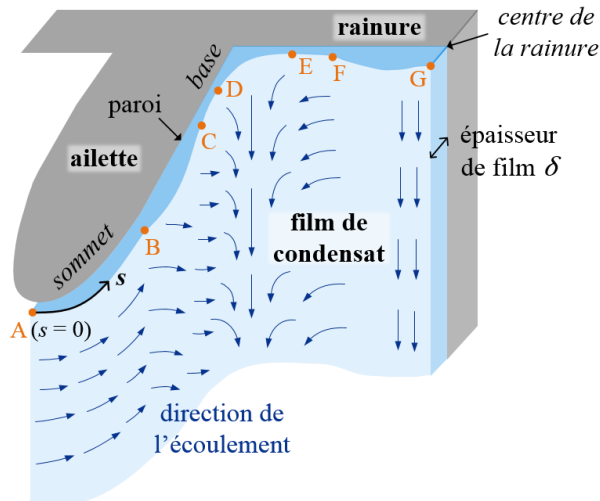


Figure VI-1 : Écoulement du condensat sur une surface verticale ailetée d'après Adamek et Webb [174]

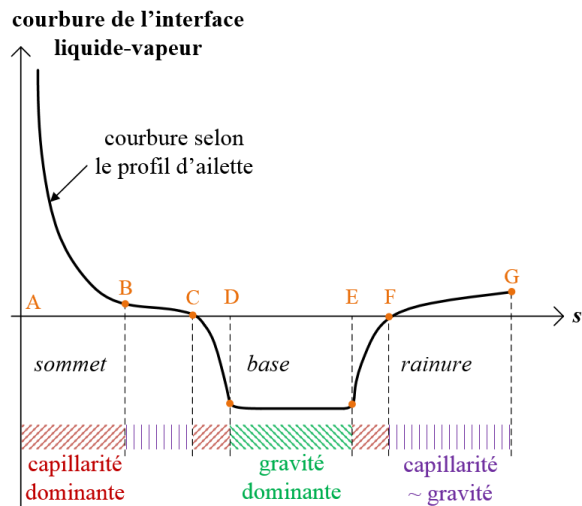


Figure VI-2 : Évolution de la courbure du film en fonction de l'abscisse curviligne d'après [174]

Certaines études simplifiées distinguent seulement deux zones : la région convexe de l'ailette, où l'écoulement est considéré purement horizontal sous l'influence des forces capillaires, et l'espace inter-ailettes, aussi appelé « rainure » ou « canal drainant », qui permet l'écoulement du condensat vers le bas sous l'effet de la gravité [175]. Quoi qu'il en soit, l'épaisseur de film n'est pas uniforme sur une surface profilée : elle est réduite au sommet de l'ailette, ce qui favorise la condensation dans cette zone. Adamek et Webb [174] ont modélisé différents profils d'ailettes et montré que 70 à 95 % du flux de chaleur était échangé en bout d'ailette, au niveau du profil convexe. Ainsi, grâce à l'amincissement local du film, le coefficient d'échange moyen sur une surface verticale profilée est supérieur à celui obtenu

lors de la condensation sur une surface lisse. Le gain réalisé dépend du profil des ailettes et des conditions choisies.

Par exemple, en 1980, Hirasawa *et al.* [176] ont modélisé la condensation de R-113 et de vapeur d'eau sur une plaque verticale ailetée longue de 5 cm, à température imposée. Les ailettes longitudinales considérées ont une hauteur de 0,9 mm et une épaisseur négligeable. Les résultats obtenus pour l'eau sont présentés sur la figure VI-3. Ils montrent une multiplication par 3 du coefficient d'échange moyen en condensation grâce au drainage capillaire par rapport aux prédictions de la théorie de Nusselt. De plus, Hirasawa *et al.* suggèrent l'existence d'un espacement optimal des ailettes. Cet espacement dépend du fluide utilisé et semble décroître avec la longueur capillaire [177]. Le rayon de courbure en bout d'ailette a également une influence sur les résultats : il doit être le plus réduit possible afin d'optimiser les performances en condensation grâce au drainage [178-179]. D'après Webb [179], le rayon de courbure minimal réalisable en pratique est d'environ 50 μm .

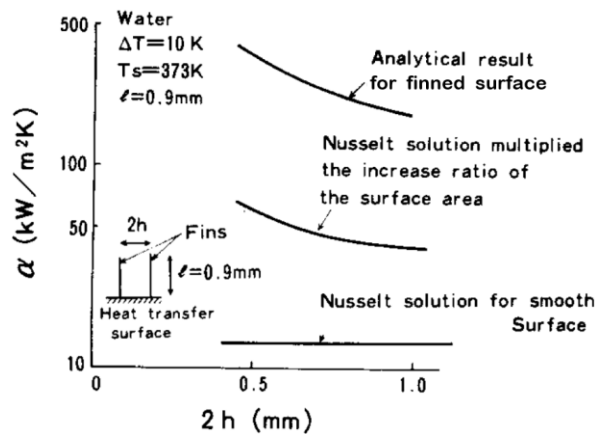


Figure VI-3 : Performances en condensation sur une surface ailetée (eau) [176]

L'évolution de la courbure et de l'épaisseur de film dépend de la géométrie des ailettes, mais aussi de la position axiale le long de la plaque, comme illustré sur la figure VI-4. Dans l'idéal, les dimensions $H \times L$ de la rainure doivent être choisies de manière à ce que l'épaisseur de film Δ soit inférieure ou égale à H sur toute la hauteur de la plaque. Dans le cas contraire, le film de condensat dans la rainure interfère avec la condensation sur le profil convexe de l'ailette.

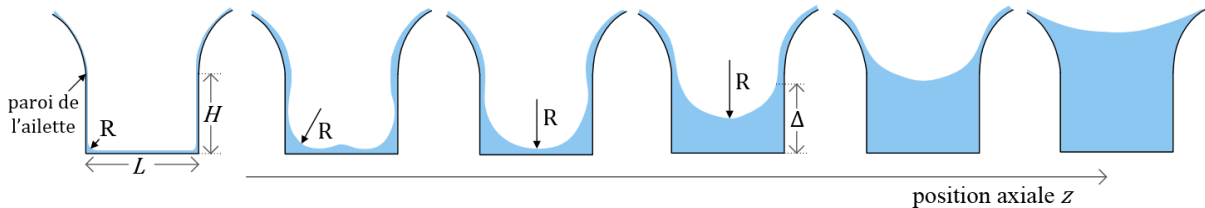


Figure VI-4 : Augmentation axiale de l'épaisseur de film dans la rainure, d'après [174]

La majorité des travaux cités concerne la condensation sur une paroi à température imposée : la conduction dans le corps des ailettes est donc négligée alors que son influence est potentiellement importante, notamment pour des matériaux à faible conductivité thermique ou lorsque la base des ailettes est fine [180]. De plus, les essais expérimentaux et les quelques modèles prenant en compte la conduction dans les ailettes [181-184] considèrent systématiquement une paroi métallique. Aucune étude n'a été réalisée avec une surface profilée en polymère telle que celles envisagées dans notre étude ; or, l'utilisation de polymère aurait une forte influence sur l'efficacité d'ailette. Les recherches menées pour une paroi métallique ou à température imposée sont abordées par la suite dans la mesure où elles permettent de caractériser l'influence du profil des ailettes sur le drainage du condensat.

VI.1.1.1 Ailettes convexe-concave

En 2003, Kabov *et al.* [180] ont étudié des ailettes présentant un profil concave à la base et convexe au sommet (figure VI-5), l'objectif étant d'optimiser leur géométrie par une approche analytique et numérique. Avec les ailettes considérées, les forces capillaires sont prépondérantes sur une proportion de surface accrue comparativement à celles présentant une rainure rectangulaire (figure VI-1), le flux de chaleur transféré augmentant jusqu'à 60 %. En outre, réduire la largeur des ailettes permet d'augmenter leur nombre sur une surface donnée et d'obtenir de meilleures performances. Cependant, une largeur très inférieure à l'espacement entre les ailettes a peu d'intérêt. Les résultats numériques montrent en effet que le rapport optimal entre la largeur des ailettes et leur espacement est d'environ 1/3. Ce rapport est obtenu dans l'hypothèse d'un condensat continuellement pompé depuis la rainure, permettant la condensation sur toute la surface de l'ailette. Dans le cas où le liquide s'accumule dans les rainures, celles-ci doivent être élargies et le rapport optimal est de l'ordre de 1/4. En pratique, réaliser le profil d'ailette optimal déterminé par la théorie n'est pas toujours possible, mais une modification entraîne généralement une perte de performance minimale. Ainsi, il est possible de choisir le profil d'ailette le plus adapté à la technique de fabrication envisagée.

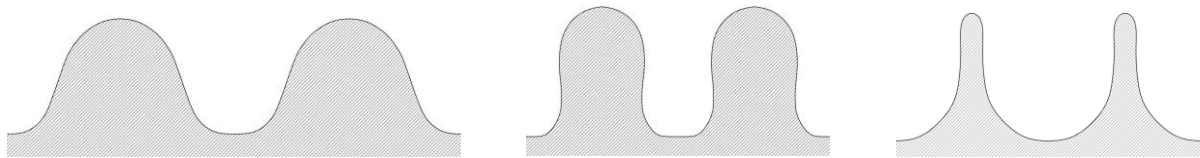


Figure VI-5 : Exemples de profils d'ailette étudiés par Kabov [180]

Plus récemment, Qi *et al.* [184] ont comparé l'influence de différentes surfaces profilées (figure VI-6) sur la condensation en film. La hauteur et le profil des ailettes impactent directement l'épaisseur du film de condensat, donc le coefficient d'échange en condensation. La comparaison du flux de chaleur dissipé en fonction de la différence de température entre la vapeur et la paroi est présentée sur la figure VI-7. L'analyse théorique et expérimentale indique qu'un profil curviligne (*involute*) permet d'obtenir de meilleures performances qu'un profil trapézoïdal (*trapezoid*) ou rectangulaire (*données de Zhu*), avec une augmentation minimale du flux transféré respectivement de 20 % et 50 % grâce à un amincissement du film sur une zone plus étendue. De plus, les résultats suggèrent qu'un profil purement sinusoïdal serait plus intéressant que le profil curviligne considéré, même s'il est aussi plus complexe à réaliser.

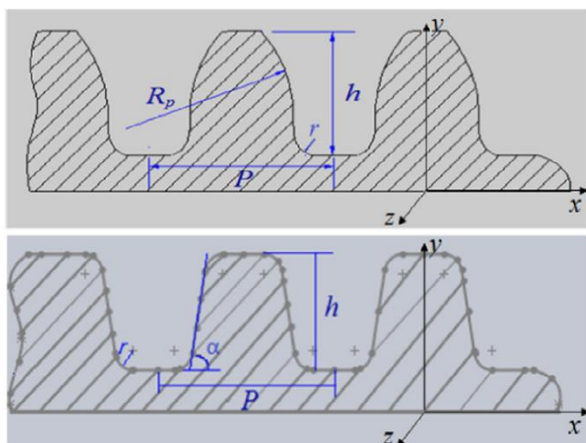


Figure VI-6 : Profils d'ailette étudiés par Qi et al. [184] (haut : profil curviligne, bas : profil trapézoïdal)

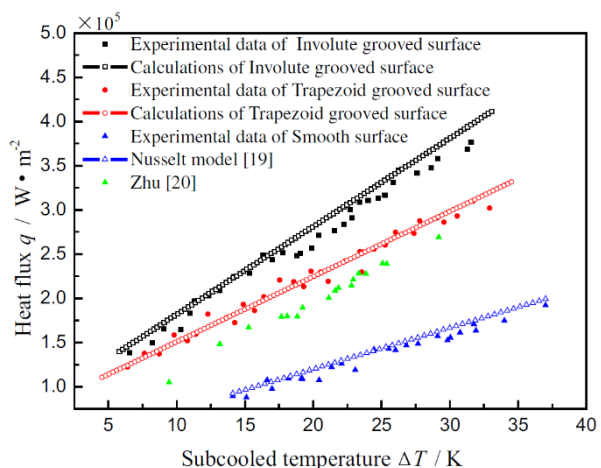


Figure VI-7 : Comparaison du flux de chaleur transféré par différentes surfaces [184]

Les travaux de Mori *et al.* [185] sur la condensation à l'extérieur d'un tube vertical confirment les observations précédentes : de fines ailettes longitudinales ayant un rayon de courbure réduit au sommet et une courbure évoluant progressivement de l'extrémité à la base sont à privilégier pour réduire l'épaisseur de film. De nombreux chercheurs [181,183,186-187] se sont ainsi intéressés à la

condensation sur des tubes verticaux cannelés, c'est-à-dire présentant des ailettes sinusoïdales (figures VI-8 et VI-9). Les gains de performance obtenus peuvent être importants, avec un coefficient d'échange multiplié par 4 à 8 par rapport au tube circulaire [181]. De plus, ce type de profil permet d'obtenir de meilleures performances que des ailettes rectangulaires ou triangulaires grâce à l'évolution continue de la courbure de la paroi [187]. En effet, l'épaisseur de film est réduite sur une zone relativement étendue au niveau de la crête des ailettes. Parmi les différents profils de la figure VI-9, le premier (*shape 1*) est le meilleur en termes de transferts thermiques, d'après l'étude numérique de Wang *et al.* [187]. Cette dernière a également montré que l'épaisseur de film dans les creux augmente longitudinalement de façon exponentielle tandis que, au niveau des crêtes, l'épaisseur reste faible et se stabilise rapidement. Pour optimiser les transferts, Wang *et al.* suggèrent d'augmenter le nombre d'ailettes dans les limites de faisabilité, tout en évitant l'enneigement de la surface.

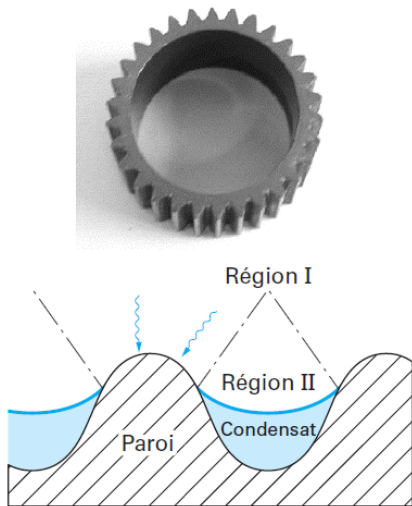


Figure VI-8 : Condensation sur un tube cannelé [175]

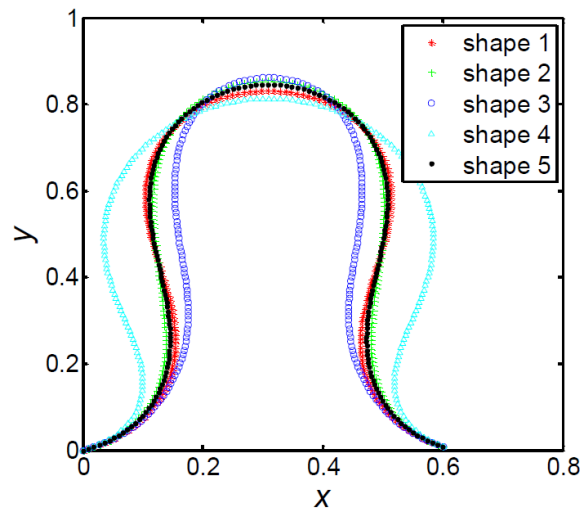


Figure VI-9 : Profils d'ailette étudiés par Wang *et al.* [187]

L'enneigement a lieu quand le film de condensat dans les creux atteint le sommet des ailettes. Celles-ci, au lieu d'améliorer les performances, les dégradent alors en ralentissant l'écoulement du condensat. Comme souligné par Panday [175], la performance thermique d'un tube cannelé peut donc devenir inférieure à celle d'un tube lisse au-delà d'une certaine longueur. Wang *et al.* [187] proposent une équation permettant de prédire la position axiale de l'enneigement et suggèrent d'augmenter progressivement la hauteur des ailettes pour l'éviter. La conduction dans la paroi, négligée dans le modèle de Wang *et al.*, réduirait toutefois les performances avec l'augmentation de la hauteur des ailettes.

Par ailleurs, en dépit des bonnes performances thermiques généralement constatées, l'utilisation de cette géométrie de tube ne s'est pas développée à cause de la complexité de fabrication dans les matériaux les plus utilisés [171]. En effet, dans la pratique, le profil réalisé peut être différent du profil théorique souhaité et l'état de surface obtenu par le procédé de fabrication peut comporter des rugosités empêchant le condensat de s'écouler. Des essais sur des tubes industriels restent donc nécessaires [175].

VI.1.1.2 Ailettes triangulaires

Les ailettes triangulaires sont les plus simples à réaliser et, bien qu'a priori moins performantes que des ailettes sinusoïdales, elles ont fait l'objet de plusieurs publications.

Maschmann et Ma [188] ont étudié expérimentalement et numériquement l'effet du drainage sur la condensation en présence d'ailettes et rainures longitudinales de section triangulaire (figure VI-10). Le terme « rainure » se réfère à l'espace inter-ailettes où le condensat s'écoule vers le bas sous l'effet de la gravité. Ici, la section des ailettes et des rainures est identique : elles ont été usinées sur une plaque en aluminium de longueur 10,7 cm, avec une hauteur de 0,64 mm et un angle au centre de 90°. Pour la condensation de la vapeur d'eau, le coefficient d'échange moyen mesuré sur la plaque verticale ailetée est supérieur à celui obtenu sur une plaque plane de mêmes dimensions, et

l'augmentation est d'autant plus grande que la différence de température entre la paroi et la vapeur est réduite. La modélisation montre que la longueur de la plaque a peu d'influence sur les performances thermiques. En revanche, pour un angle fixé, la taille des rainures impacte les résultats : le coefficient d'échange augmente lorsqu'elle diminue jusqu'à ce que le ménisque atteigne la pointe de l'ailette. Il existe donc une hauteur optimale, d'environ 0,4 mm pour une plaque de longueur 10,7 cm et une rainure d'angle 90°. Néanmoins, le paramètre le plus influent est l'angle des rainures. La figure VI-11 montre que, pour une hauteur donnée, le coefficient d'échange augmente quand l'angle diminue. Ce dernier modifie en effet la pression de pompage capillaire et les pertes de charge. L'augmentation théorique est d'environ 300 % lorsque l'angle passe de 90 à 40°.

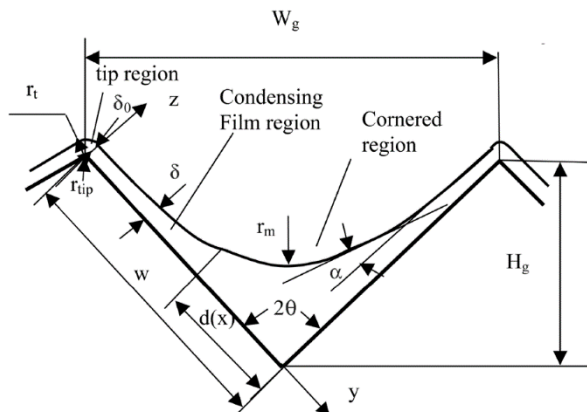


Figure VI-10 : Profil d'ailette étudié par Maschmann [188]

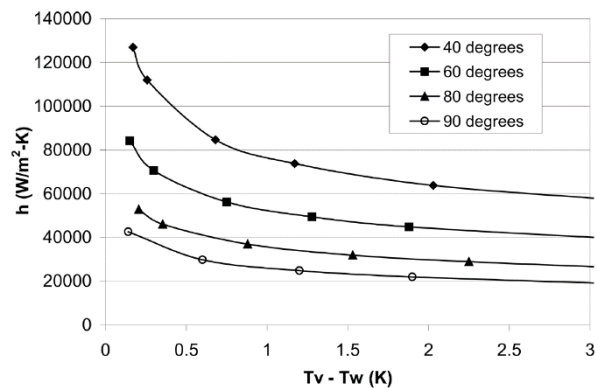


Figure VI-11 : Influence de l'angle de la rainure sur le coefficient d'échange en condensation [188]

Park et Choi [182] ont étudié la condensation de la vapeur d'eau sur un tube vertical présentant des ailettes et des rainures longitudinales triangulaires (figure VI-12) par une modélisation CFD. Ils confirment que la majorité des transferts de chaleur a lieu dans la zone à l'extrémité des ailettes où le film est inexistant grâce à l'effet de la tension de surface, ce qui constitue l'intérêt des surfaces profilées. Les auteurs ont cherché à optimiser le nombre d'ailettes autour du tube, qu'ils ont fait varier entre 30 et 60, les autres paramètres géométriques étant constants (diamètre et longueur de tube de 5 cm, hauteur d'ailette fixée à 1,5 mm). Les résultats montrent que le nombre optimal d'ailettes dépend de la différence de température entre la paroi et la vapeur, donc de la quantité de condensat. Mettre plus d'ailettes que l'optimum a un effet contre-productif car les frottements à la paroi deviennent prépondérants et ralentissent l'écoulement dans les rainures. Plus ΔT est grand, plus le film est épais et le nombre optimal d'ailettes important car l'écoulement est moins affecté par les frottements à la paroi. En effet, le rapport entre les forces de gravité et de viscosité augmente avec l'épaisseur de film.

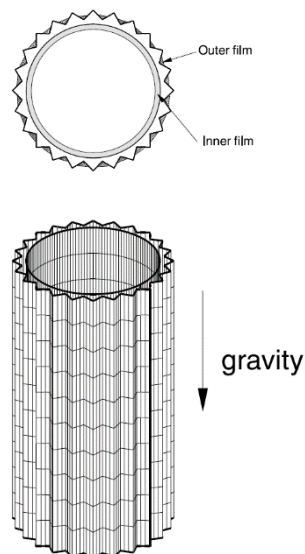


Figure VI-12 : Tube rainuré étudié par Park et Choi [182]

Cette étude complète celle de Maschmann et Ma [188], qui invite à réduire l'angle des rainures pour de meilleures performances. Les résultats de Park et Choi [182] montrent qu'une réduction de l'angle (via l'augmentation du nombre d'ailettes) peut se révéler défavorable si les pertes de charge liées aux frottements à la paroi deviennent prépondérantes devant le gain en termes de pompage capillaire. Cela suggère l'existence d'un angle de rainure optimal dépendant des conditions, en particulier du flux de chaleur transféré.

Lors de la condensation en film à l'extérieur de tubes verticaux, Mori *et al.* [185] suggèrent de placer des disques horizontaux à intervalles réguliers pour collecter le condensat et ainsi augmenter les performances. Cette solution est régulièrement mise en œuvre dans les échangeurs de chaleur, mais n'est pas applicable à la condensation à l'intérieur de tubes. En revanche, l'utilisation de mèches drainantes, comme proposée par Maschmann et Ma [188], pourrait être envisagée. L'influence de ces mèches sur le coefficient d'échange en condensation est présentée sur la figure VI-13. Les mèches drainantes placées en bas d'une plaque rainurée entraînent une amélioration des performances supplémentaire par rapport à des rainures triangulaires seules. De plus, Maschmann et Ma [188] montrent qu'en présence de mèches drainantes, la longueur de la plaque et la largeur des rainures sont plus influentes qu'en leur absence. Par contre, dans le cas d'une plaque plane, il n'y a pas d'effet significatif des mèches.

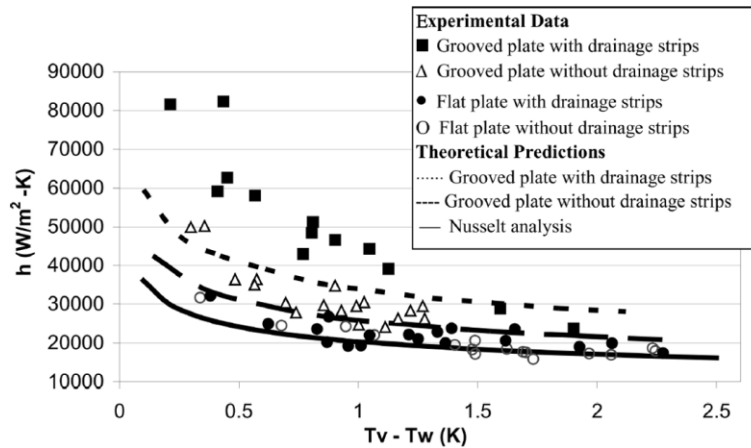


Figure VI-13 : Influence de mèches drainantes sur le coefficient d'échange en condensation [188]

VI.1.1.3 Ailettes tridimensionnelles

Enfin, des ailettes tridimensionnelles peuvent être imaginées pour améliorer les performances lors de la condensation en film (figure VI-14). En 2018, Ho *et al.* [189] ont notamment réalisé des ailettes cylindriques, coniques et sinusoïdales en aluminium par fusion sélective laser (ou SLM pour *selective laser melting*). Celles-ci sont visibles sur la figure VI-15. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que le coefficient d'échange moyen avec des ailettes 3D est meilleur que dans le cas d'ailettes longitudinales comparables, même si la surface d'échange est plus faible (figure VI-16). En effet, l'évolution de la courbure des ailettes dans deux directions induit des forces capillaires supplémentaires permettant un amincissement du film à l'extrémité. De plus, une réduction de la rétention de liquide dans l'espace inter-ailettes est observée. Parmi les ailettes 3D testées, la rétention de liquide est maximale pour les ailettes cylindriques, puis diminue avec les ailettes sinusoïdales et coniques. Ainsi, la forme conique se révèle la plus intéressante en termes de performances. En outre, une augmentation de la hauteur d'ailette semble défavorable car cela augmente la rétention de liquide et diminue l'efficacité d'ailette.

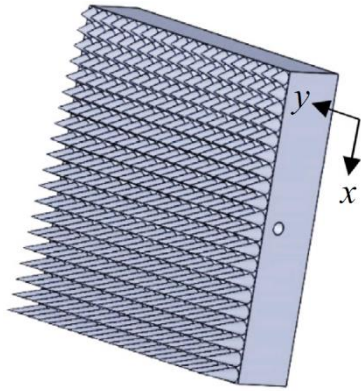


Figure VI-14 : Schéma d'une plaque présentant des ailettes 3D [189]

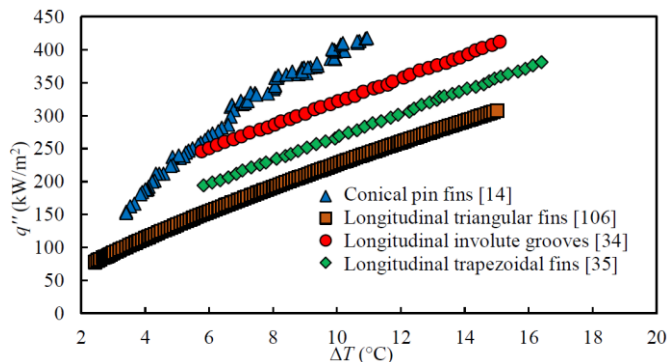


Figure VI-16 : Comparaison du flux de chaleur transféré par différentes surfaces ailetées [190]

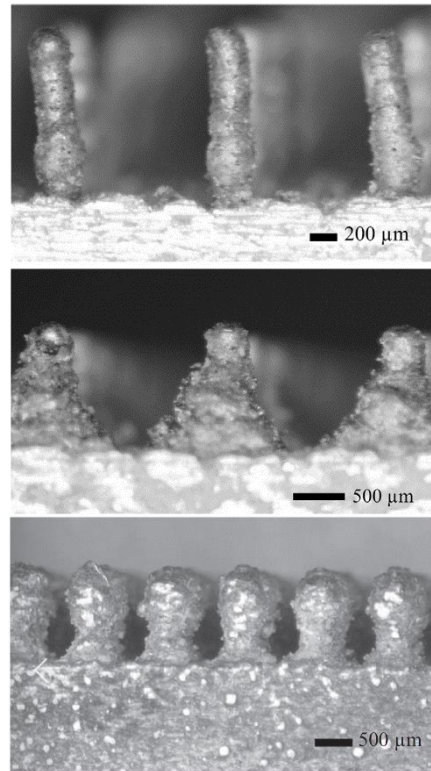


Figure VI-15 : Visualisation au microscope des ailettes 3D réalisées par Ho et al. [189] en SLM

VI.1.1.4 Synthèse

Une amélioration significative des performances en condensation externe peut être obtenue grâce aux surfaces profilées (multiplication par 3, 4 ou plus du coefficient d'échange moyen par rapport à une surface lisse). En effet, le drainage capillaire dans le plan transversal permet de réduire l'épaisseur de film au sommet des ailettes, où les transferts thermiques sont amplifiés, tandis que le condensat s'accumule dans l'espace inter-ailettes et s'y écoule sous l'effet de la gravité.

Les ailettes tridimensionnelles sont plus intéressantes que les ailettes longitudinales en termes de drainage, mais elles nécessitent l'utilisation de matériaux à forte conductivité thermique sous peine d'une efficacité réduite. Aucune étude n'a été réalisée avec des ailettes en polymère mais, la conductivité thermique des matériaux polymères étant comparable à celle d'un liquide, ajouter des ailettes pleines en polymère sur la paroi interne des tubes du condenseur équivaldrait à augmenter l'épaisseur de film, ce qui s'oppose à l'objectif. La conductivité thermique des polymères est en effet de l'ordre de 0,2 W/m.K, contre 0,6 W/m.K pour de l'eau liquide ou 0,1 W/m.K pour le pentane et le HFE. Pour remédier au problème de la faible efficacité des ailettes en polymère, la réalisation d'ailettes creuses ayant une épaisseur de paroi réduite et constante peut être envisagée. La fabrication d'ailettes creuses longitudinales au sein des tubes du condenseur est possible (voir l'exemple des tubes cannelés étudiés dans le chapitre V, figure V-39). En revanche, réaliser des ailettes creuses tridimensionnelles semble particulièrement complexe. Bien que plus favorables au drainage que les ailettes longitudinales, les ailettes 3D ne sont donc pas retenues pour la fabrication d'un condenseur en polymère.

Parmi les différents profils d'ailettes et de rainures longitudinales, le profil triangulaire est le plus simple à réaliser. La largeur et la hauteur des ailettes / rainures peuvent être optimisés, mais le paramètre le plus influent est l'angle. Les performances augmentent quand l'angle des rainures décroît, jusqu'à une limite où les pertes de charge liées aux frottements à la paroi deviennent prépondérantes devant le gain en termes de pompage capillaire.

Le coefficient d'échange est moins élevé lors de la condensation sur des ailettes triangulaires, rectangulaires ou trapézoïdales que sur des ailettes curvilignes. En effet, une évolution progressive de

la courbure de l'ailette entre l'extrémité et la base permet un amincissement du film sur une zone plus étendue. Un profil sinusoïdal semble donc idéal, mais il est également complexe à réaliser en pratique, notamment à cause des limitations des techniques de fabrication conventionnelles. Cela est toutefois envisageable par la fabrication additive, actuellement en plein essor.

Plusieurs autres pistes pour optimiser les performances ont été identifiées dans la littérature :

- réduire le rayon de courbure en bout d'ailette, sachant que le rayon minimal réalisable est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$;
- réduire la largeur des ailettes pour augmenter leur nombre (une largeur très inférieure à l'espacement entre les ailettes a toutefois peu d'intérêt : le rapport optimal entre la largeur des ailettes et l'espacement dépend du profil des ailettes et est de l'ordre de 0,3) ;
- positionner des mèches drainantes au bas de la surface profilée (sans effet sur une surface lisse).

Dans tous les cas, l'optimisation de la section transversale d'une surface profilée et le gain en performance associé dépendent des conditions particulières considérées, notamment du fluide, du flux de chaleur transféré et de la longueur de la plaque ou du tube. L'espacement optimal entre les ailettes semble, par exemple, décroître avec la longueur capillaire du fluide. En outre, comme l'épaisseur de film augmente le long de la surface, les dimensions des canaux drainants doivent être adaptées au cas par cas pour éviter l'engorgement des ailettes, au risque d'aboutir à une performance dégradée par rapport à une surface lisse.

VI.1.2 Influence des propriétés de la paroi

L'écoulement du condensat est influencé par ses interactions avec la paroi. Dans les modélisations, une condition limite de non-glissement (vitesse nulle) est généralement considérée à la paroi. Pourtant, un glissement peut être observé en pratique, pour des surfaces hydrophobes comme hydrophiles [191-196]. Ce phénomène est lié à différents mécanismes couplés : transport moléculaire aux petites échelles sous l'effet de contraintes de cisaillement importantes qui l'emportent sur les forces d'attraction de Van der Waals, mouvement de type adhésion-glissement (*stick-slip*) induit par la rugosité du solide, ou encore, effets électrocinétiques liés au transfert et au déplacement de charges à l'interface solide-liquide [191]. Lorsque le glissement à la paroi est pris en compte dans les modèles de condensation en film d'une vapeur stagnante sur une surface verticale ou horizontale, l'écoulement est accéléré et l'épaisseur de film décroît, améliorant ainsi les échanges thermiques [191,197-198]. Il est également probable que le glissement favorise le drainage capillaire dans le plan transversal pour une surface profilée, mais cela n'a pas été spécifiquement étudié à notre connaissance, de même que l'influence du glissement sur le drainage dans les angles. Sur une surface profilée, le glissement dépend de la direction de l'écoulement [199] et de la courbure locale de la paroi [200-203].

Zhu et Granick [192] ont étudié expérimentalement l'influence de la rugosité de la paroi sur le glissement en utilisant de l'eau (fluide polaire peu mouillant sur les surfaces étudiées) et du tétradécane (fluide apolaire mouillant) : plus la paroi est rugueuse, plus les résultats concordent avec les prédictions issues de l'hypothèse de non-glissement. Cette hypothèse n'est plus pertinente si la rugosité moyenne devient inférieure à environ 6 nm. Ainsi, la rugosité réduit le glissement et, de manière générale, semble ralentir les écoulements [204]. En plus de favoriser la stabilité des bouchons en augmentant l'hystérésis, la rugosité n'est donc pas favorable au drainage. D'après Ho et Leong [190], l'obtention de surfaces particulièrement rugueuses est le principal désavantage des techniques de fabrication additive. Neto *et al.* [199-200] relèvent tout de même des contradictions entre les études expérimentales, probablement liées au fait qu'il est compliqué d'altérer la rugosité sans modifier d'autres paramètres comme la mouillabilité de la surface. L'effet de la rugosité ou d'une structuration de la paroi sur le glissement a donc été étudié numériquement : lorsque l'amplitude des rugosités augmente, le glissement diminue dans un premier temps avant de s'accroître. Une augmentation de la fréquence des rugosités, quant à elle, réduit le glissement [199]. Des études complémentaires sont requises afin de confirmer les résultats, notamment pour des rugosités de grande amplitude.

La contribution des forces moléculaires sur le glissement, indépendamment de la géométrie de la paroi, dépend de la nature des interactions solide-liquide et de la distribution des molécules de liquide en contact avec la paroi (qui varie selon la direction et la vitesse de l'écoulement, la densité et la taille des particules ou l'orientation de la surface [205]). Le phénomène d'adsorption peut, par exemple, favoriser ou non le glissement selon la distance entre les sites d'adsorption (à l'échelle subnanométrique) [191,194]. En outre, les interactions solide-liquide sont influencées par la mouillabilité de la paroi, qui peut être modifiée par des traitements de surface ou revêtements. D'après la synthèse dressée par Neto *et al.* [200], des résultats contradictoires concernant l'influence de la mouillabilité ont été obtenus dans la littérature. Modifier la mouillabilité d'une surface affecte ses autres propriétés physiques et chimiques : celles-ci doivent être caractérisées rigoureusement et considérées conjointement pour aboutir à des conclusions pertinentes. Comme cela n'est pas fait systématiquement à l'heure actuelle, des incohérences entre les publications apparaissent. Pour Neto *et al.* [200], la mouillabilité ne semble pas être un facteur déterminant pour prédire le glissement, même si de nombreux chercheurs ont observé une augmentation du glissement après avoir modifié la mouillabilité d'une surface.

L'impact de la mouillabilité sur la condensation en film a été étudié par Del Col *et al.* [206] en 2017. Les surfaces hydrophobes suscitent un fort intérêt car elles favorisent la condensation en gouttes, particulièrement intéressante pour améliorer les transferts de chaleur. Toutefois, il est compliqué de maintenir ce type de condensation à long terme, d'autant plus que les revêtements se dégradent avec le temps [189]. La condensation en film reste le mode de condensation le plus fréquent dans les applications industrielles. Il est donc important de comprendre comment elle est influencée par la mouillabilité, or très peu d'études se sont intéressées à la condensation en film sur surface hydrophobe et, d'après Del Col *et al.* [206], le lien entre la mouillabilité de la surface et les transferts de chaleur en condensation n'est pas complètement éclairci à l'heure actuelle. Pour tenter de remédier à ces lacunes, ils ont comparé les performances obtenues lors de la condensation en film d'une vapeur d'eau descendante (vitesse comprise entre 2,2 et 6,4 m/s) sur des plaques d'aluminium verticales présentant différentes mouillabilités. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure VI-17. Le coefficient d'échange en condensation est supérieur dans le cas de plaques hydrophobes : l'augmentation est comprise entre 10 et 45 % par rapport aux surfaces hydrophiles. Pour les trois plaques hydrophobes testées, sur lesquelles l'angle de contact d'avancée est compris entre 127 et 144°, les coefficients mesurés sont équivalents. La variation d'angle de contact semble donc peu influente tant que la surface reste hydrophobe ($\theta > 90^\circ$). Il en est de même dans le cas des plaques hydrophiles : les résultats obtenus sont identiques pour les deux exemplaires testés, bien qu'ils présentent des angles de contact relativement différents (32° et 85°). La faible influence de l'angle de contact pour des surfaces hydrophiles a aussi été mise en évidence numériquement par Liu et Cheng [207].

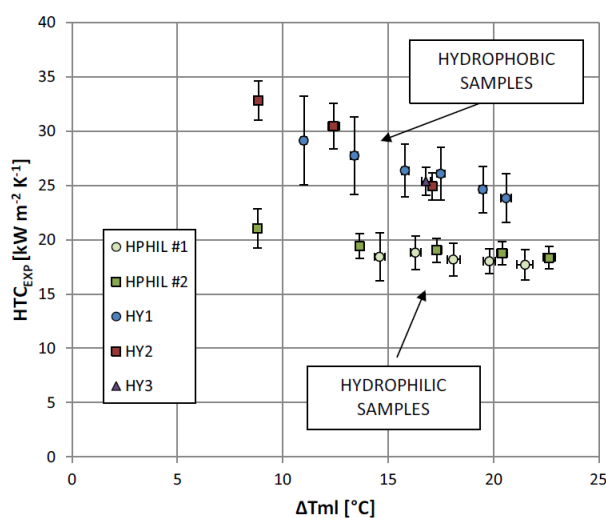


Figure VI-17 : Influence de la mouillabilité sur les performances lors de la condensation en film [206]

La meilleure performance des surfaces hydrophobes ne s'explique pas par un mode de condensation différent car aucune goutte n'a été observée, ni aucune ligne de contact solide-liquide-vapeur. La condensation se fait donc en film dans tous les cas. Del Col *et al.* [206] émettent l'hypothèse d'un glissement à la paroi plus significatif sur les surfaces hydrophobes qu'hydrophiles, qui aurait un effet favorable d'autant plus important que le film est mince. En effet, l'amélioration du coefficient d'échange est plus importante pour de faibles différences de température vapeur-paroi et pour de grandes vitesses de vapeur descendante. L'hypothèse du glissement n'a toutefois pas été vérifiée expérimentalement car aucune mesure de la vitesse du film n'a été réalisée.

Enfin, l'utilisation de surfaces avec des motifs présentant différentes mouillabilités (alternance de régions hydrophiles et hydrophobes) semble prometteuse pour améliorer les performances en condensation [190,208-212]. Une variation de la mouillabilité de la paroi peut en effet modifier le mode de condensation ou engendrer un glissement à la paroi.

Les propriétés de la paroi affectent l'écoulement du condensat de manière significative. Un phénomène de glissement du film liquide à la paroi peut notamment apparaître sous certaines conditions, qui ne sont pas complètement éclaircies pour le moment. Ce phénomène est favorable à l'écoulement du condensat et permet d'améliorer les performances thermiques lors de la condensation en film sur une surface lisse. Il est également probable que le glissement favorise le drainage capillaire dans le plan transversal pour une surface profilée, mais cela n'a pas été spécifiquement étudié à notre connaissance, de même que l'influence du glissement sur le drainage dans les angles.

Les facteurs agissant sur le glissement sont nombreux et fortement couplés. La rugosité de la paroi réduit le glissement et, de manière générale, semble ralentir les écoulements : elle n'est donc pas favorable au drainage. Des études complémentaires sont toutefois nécessaires car, au-delà d'une certaine amplitude des rugosités, leur effet pourrait s'inverser. Concernant les interactions moléculaires entre le solide et le liquide, elles nécessitent une étude au cas par cas. Le phénomène d'adsorption peut, par exemple, favoriser ou non le glissement. Enfin, le glissement peut exister sur des surfaces hydrophobes comme hydrophiles, mais les performances mesurées lors de la condensation en film sont meilleures sur des plaques hydrophobes, ce qui suggère un effet favorable du glissement plus significatif dans ce cas. Des recherches plus approfondies sur l'influence de la mouillabilité sont requises en raison de résultats contradictoires dans la littérature. En outre, l'utilisation de surfaces avec des motifs présentant différentes mouillabilités semble prometteuse.

L'étude de l'influence des propriétés de la paroi sur le glissement et le drainage se révèle particulièrement complexe. Les surfaces super-hydrophobes suscitent un intérêt croissant, mais peu de recherches ont été menées sur des surfaces hydrophiles profilées [199]. Les liens entre l'état de surface de la paroi, les interactions paroi-fluide, la mouillabilité et le drainage du condensat sont loin d'être éclaircis à l'heure actuelle. Comme les propriétés de la paroi ne font pas l'objet de la présente étude, elles seront invariables tout au long des essais expérimentaux.

VI.1.3 Condensation à l'intérieur d'un tube

Lors de la condensation sur une surface présentant des ailettes ou des rainures, le drainage du condensat dans des zones particulières permet une amélioration globale des transferts thermiques. Toutefois, si le débit de drainage est insuffisant par rapport au débit de condensation, un ennoiment des ailettes a lieu et aboutit à une dégradation des performances. Le même principe s'applique pour la condensation à l'intérieur d'un tube non cylindrique. Dans ce cas, le liquide risque même d'envahir complètement la section transversale, empêchant l'ascension de la vapeur lors de la condensation à reflux.

On parle de condensation à reflux lorsque la vapeur saturée entre par l'extrémité inférieure d'un tube vertical (ou incliné) et s'élève, tandis que le condensat s'écoule en sens inverse sous l'effet de la gravité [213]. Cela correspond à ce qui se produit au sein de la chambre de vapeur étudiée. La condensation à reflux peut favoriser la formation de bouchons de liquide depuis le bas des tubes, où

l'épaisseur de film et la vitesse de la vapeur sont maximales, notamment pour des tubes dont le diamètre est proche de la longueur capillaire du fluide (cf. partie IV.3.1).

Les parties précédentes portent sur l'effet du drainage capillaire lors de la condensation d'une vapeur stagnante (sauf exception) sur une surface verticale. Cette configuration permet d'étudier les effets de la gravité, de la capillarité et de la viscosité indépendamment des contraintes à l'interface liées à l'écoulement, qui sont négligées. Lors de la condensation à reflux au sein d'un tube, les contraintes interfaciales s'opposent à l'écoulement du liquide, augmentant l'épaisseur de film. Dans certains cas, les contraintes sont telles que l'écoulement du condensat est interrompu ou inversé : la limite d'entraînement a alors été atteinte [213]. Toutefois, en général, les études portant sur la condensation à reflux sont menées pour des vitesses de vapeur bien inférieures à la vitesse limite provoquant l'engorgement du tube [214-215]. Les contraintes interfaciales sont alors relativement faibles, ce qui rend le problème comparable à celui de la condensation d'une vapeur stagnante.

La condensation en géométrie interne a fait l'objet de nombreux travaux, mais la plupart concernent la condensation convective dans des tubes horizontaux. En condensation convective, les écoulements de vapeur et de condensat sont généralement dans la même direction et les contraintes interfaciales peuvent être très importantes [216]. Les études en condensation convective portant sur des tubes verticaux sont minoritaires, et celles s'intéressant à la condensation stagnante ou à reflux sont encore plus rares. Certaines observations générales réalisées en condensation convective restent tout de même valables pour la condensation à reflux.

Lors de la condensation dans un tube, quatre mécanismes interviennent sur l'épaisseur de film et le régime d'écoulement qui vont, à leur tour, influencer les performances thermiques et les pertes de charge. Ces mécanismes sont la gravité, le drainage capillaire, la viscosité et les contraintes interfaciales. Suivant les conditions expérimentales, les mécanismes dominants sont modifiés : une représentation simplifiée des différentes zones qui peuvent être distinguées est proposée sur la figure VI-18.

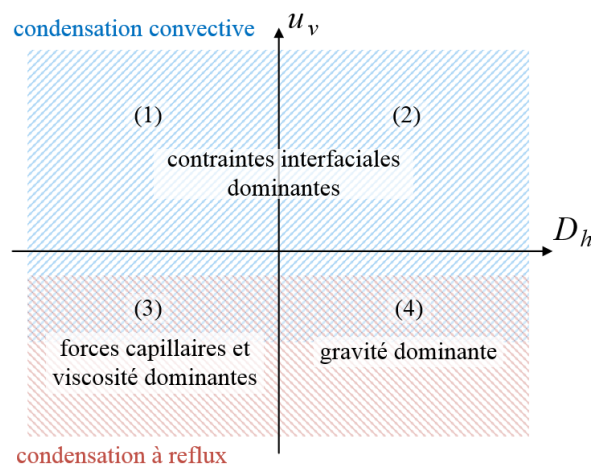


Figure VI-18 : Schéma simplifié des mécanismes dominants lors de la condensation d'une vapeur entrant à la vitesse u_v dans un tube de diamètre hydraulique D_h

Pour des vitesses de vapeur élevées, les contraintes interfaciales sont prépondérantes. Dans les zones 1 et 2 correspondantes, la section transversale et l'inclinaison du tube ont peu d'influence, au contraire du débit massique de vapeur. Lorsque u_v est faible, les mécanismes dominants sont différents selon le diamètre hydraulique du tube : les forces capillaires et celles liées à la viscosité sont prépondérantes dans les micro ou mini-canaux (zone 3), tandis que la gravité domine pour de grands diamètres (zone 4) [217-218]. Ainsi, la section transversale et l'inclinaison du tube sont, respectivement, particulièrement influentes dans les zones 3 et 4. Les vitesses mises en jeu sont généralement plus importantes dans les études en condensation convective qu'en condensation à reflux, d'où la répartition des régions bleues et rouges hachurées. Le schéma de la figure VI-18 est grandement simplifié car, dans la réalité, les limites entre les zones sont floues et il existe des régions intermédiaires. De plus, l'ensemble des conditions expérimentales affecte les valeurs limites, notamment le fluide, la direction des écoulements, la

différence de température entre la vapeur et la paroi ou la géométrie du tube (longueur, sections longitudinale et transversale).

La condensation à reflux se produit en outre dans les thermosiphons diphasiques, mais les résultats obtenus ne sont pas transposables à notre cas d'étude. En effet, les phénomènes à l'évaporateur et au condenseur sont fortement couplés dans les thermosiphons conventionnels, notamment lorsque le confinement est important (voir partie IV.1), alors qu'ils sont quasiment indépendants au sein de la chambre de vapeur à ailettes creuses étudiée dans le présent chapitre. En effet, comme cela sera montré par la suite, l'ébullition n'est pas confinée grâce à une hauteur de l'évaporateur importante.

VI.1.3.1 Influence de la section longitudinale

En 2020, Liu *et al.* [219] ont étudié la condensation en film d'une vapeur d'eau stagnante dans un tube divergent ou convergent (figure VI-19) à l'aide d'un modèle analytique. D'après les résultats obtenus, les transferts en condensation peuvent être améliorés par l'utilisation de tubes convergents vers leur base et sont dégradés avec des tubes divergents. Cela paraît logique puisque, dans un tube convergent, la surface d'échange est augmentée en haut du tube, où le coefficient d'échange est très élevé grâce à une épaisseur de film réduite tandis que, dans un tube divergent, la surface à l'extrémité supérieure est plus faible que celle à l'extrémité inférieure, ce qui dégrade les performances car l'épaisseur de film est maximale en bas du tube. Le modèle de Liu *et al.* [219] ne tient toutefois pas compte de l'éventualité de la formation de bouchons de liquide, alors que le diamètre peut devenir localement inférieur à la longueur capillaire de l'eau. En effet, les tubes modélisés ont un diamètre moyen d'environ 1 cm et une longueur de 50 cm, donc l'angle de convergence se rapproche rapidement de sa valeur maximale, pour laquelle le tube devient conique. Par conséquent, la portée de ce résultat est limitée.

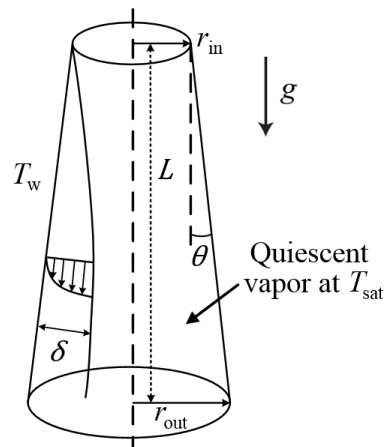


Figure VI-19 : Schéma du problème modélisé par Liu *et al.* [219]

L'intérêt de l'étude de Liu *et al.* [219] réside dans la comparaison des performances avec et sans effet de la tension de surface. Cette comparaison est présentée dans le tableau VI-1, dans lequel h_{ave} et $h_{ave,st}$ sont les coefficients de condensation moyens obtenus, respectivement, en négligeant et en incluant l'effet de la tension de surface. La différence de température entre la vapeur saturée et la paroi s'élève à 40 K. L'influence de l'angle θ , défini positif dans un tube divergent vers la base, est étudiée à surface d'échange constante en fixant le diamètre du tube droit à $D = 20$ mm. Ce diamètre moyen semble bien plus grand que celui des tubes testés par la suite, qui est de l'ordre de 2 mm. Cependant, les tubes divergents et convergents modélisés ici sont relativement longs (50 cm), donc leur diamètre local varie fortement : celui-ci est compris entre 2,5 et 37 mm pour $\theta = 2^\circ$. Dans le cas de tubes convergents ($\theta < 0$), l'effet de la tension de surface entraîne une augmentation du coefficient d'échange car les forces capillaires accélèrent l'écoulement. Cette augmentation reste minimale (inférieure à 0,4 %). Pour les tubes divergents, en revanche, $h_{ave,st}$ est plus faible car l'écoulement du condensat est ralenti par les effets capillaires. La dégradation est d'autant plus significative que θ augmente, allant jusqu'à une baisse de 11 % du coefficient d'échange moyen pour un angle de $2,15^\circ$. Finalement, l'influence de la tension

de surface est faible dans la plupart des cas et ne devient significative que lorsque l'angle de divergence se rapproche de sa valeur maximale, qui s'élève ici à $2,3^\circ$. Les effets capillaires seraient peut-être plus importants si l'angle θ pouvait être davantage augmenté, en considérant par exemple un tube plus court.

Tableau VI-1: Effet de la tension de surface sur le coefficient d'échange moyen en condensation [219]

θ ($^\circ$)	-2.15	-2.10	-2.00	2.00	2.10	2.15
h_{ave} (W/m ² K)	6845	6820	6767	1187	856.2	672.7
$h_{ave, st}$ (W/m ² K)	6872	6847	6793	1180	823.8	597.3
Percentage deviation (%)	0.399	0.391	0.382	-0.526	-3.786	-11.21

Des tubes ondulés (figure VI-20) ont été imaginés afin d'améliorer les transferts thermiques en augmentant la surface d'échange et la turbulence des écoulements, notamment au sein des échangeurs de chaleur. Toutefois, ce type de géométrie augmente également les pertes de charge [213]. La condensation convective de fluides réfrigérants dans des tubes ondulés a été étudiée expérimentalement [220-222], mais les résultats ne permettent pas de conclure sur la pertinence d'une telle géométrie lors de la condensation à reflux. En revanche, la modélisation numérique de canaux aux parois ondulées de manière sinusoïdale proposée par Ahmadpour et Noori Rahim Abadi [223] montre que, pour des débits de vapeur montante élevés et modérés, la performance globale est moins intéressante que pour un canal droit à cause d'une augmentation excessive des pertes de charge comparativement au gain réalisé en termes de transferts thermiques. Une variation sinusoïdale de la section semble intéressante uniquement lorsque le débit de vapeur est faible ($G \approx 50 \text{ kg/m}^2.\text{s}$) et ce, davantage grâce à des phénomènes hydrodynamiques (turbulences et recirculations) que capillaires. En effet, la vitesse de la vapeur reste relativement importante dans l'étude d'Ahmadpour et Noori Rahim Abadi [223], de même que le diamètre des canaux (12 mm au minimum), donc les phénomènes capillaires ne sont pas prépondérants. En outre, les sections longitudinales ondulées semblent défavorables à l'écoulement du condensat car elles provoquent son accumulation dans les régions concaves sous l'effet de contraintes interfaciales plus importantes au niveau des cols. Davantage de détails sur les travaux menés au sein de tubes ondulés sont disponibles dans l'annexe I.

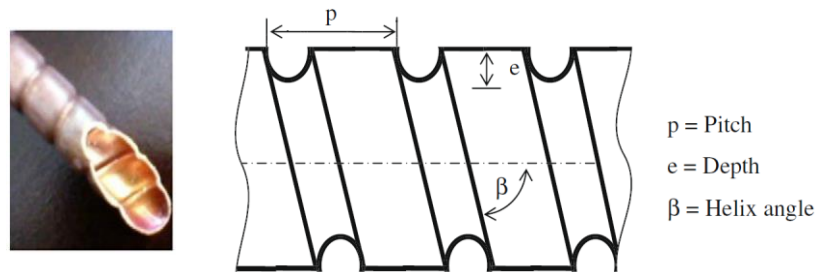


Figure VI-20 : Géométrie d'un tube ondulé [222]

VI.1.3.2 Influence de la section transversale

Lors de la condensation dans un tube de section non-circulaire, des gradients de pression transversaux apparaissent au sein du liquide et entraînent un écoulement dans le plan transversal, notamment en direction des coins quand ils existent. Dans un tube de section polygonale, par exemple, le film est ainsi aminci au niveau des surfaces planes, induisant un coefficient d'échange local particulièrement élevé [190,224]. La présence d'angles peut également provoquer un drainage du condensat dans le plan longitudinal : ce phénomène est discuté dans le chapitre précédent (partie V.1.5.2). D'après la revue de la littérature menée par Bortolin et Del Col en 2015 [225], le nombre de publications portant sur la condensation à l'intérieur de tubes de section transversale non-circulaire est limité, malgré leur utilisation relativement développée. Les études en condensation convective sont largement majoritaires par rapport à celles abordant la condensation à reflux, objet de la présente étude.

VI.1.3.2. a) Condensation dans un tube lisse

D'après les recherches bibliographiques effectuées, une seule équipe de chercheurs a publié des résultats permettant la comparaison de différentes sections de tube lors de la condensation à reflux dans un tube vertical. Il s'agit des allemands Klahm, Auracher et Ziegler [214,226], qui ont étudié la condensation de R-134a et R-123 au sein de tubes de section rectangulaire et circulaire de diamètre hydraulique 7 mm et de longueur 50 cm. La comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour les deux sections avec le R-134a est présentée sur la figure VI-21. Dans les deux cas, le nombre de Nusselt moyen diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds du condensat car l'épaisseur du film laminaire s'accroît. En moyenne, la section rectangulaire ($15 \times 4,6 \text{ mm}^2$) permet une amélioration des performances de l'ordre de 50 % par rapport au tube circulaire de même diamètre hydraulique (7 mm). Klahm *et al.* ont également étudié l'effet de l'inclinaison lors de la condensation à reflux. Cet effet est abordé en détail dans la partie VI.1.3.3.

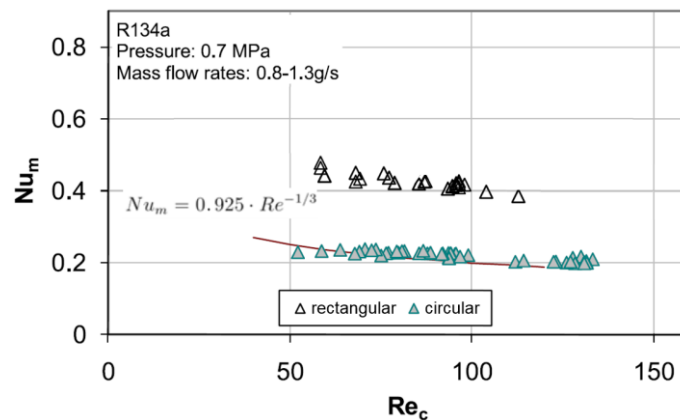


Figure VI-21 : Résultats expérimentaux obtenus par Klahm et al. [214] pour des tubes verticaux de section rectangulaire et circulaire (nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds du condensat)

Plusieurs études se sont par contre intéressées à l'effet de la section transversale sur les transferts thermiques en condensation *convective*, la grande majorité concernant des tubes horizontaux [227-242]. En condensation convective, une modification de la section transversale peut entraîner une augmentation significative du coefficient d'échange moyen, de l'ordre de 30 à 50 % dans un tube horizontal [190]. Une amélioration de 70 % par rapport à un tube circulaire a même été prédite par le modèle numérique de Nebuloni et Thome [233] dans le cas d'un tube cannelé de diamètre hydraulique 1 mm. Bien que les conditions soient généralement assez éloignées de celles de la condensation à reflux, notamment en termes de vitesse de la vapeur, certaines observations réalisées en condensation convective méritent d'être mentionnées.

Premièrement, la présence d'angles est intéressante pour le drainage mais, comme l'épaisseur de film augmente axialement, un phénomène d'ennoiement peut apparaître au-delà d'une certaine longueur de tube, que celui-ci soit horizontal [230-231] ou vertical [227]. Les performances sont alors dégradées car la zone de condensation en film mince disparaît (figure VI-22). L'amélioration des performances grâce au drainage dans le plan transversal dépend donc de la section du tube, mais également de sa longueur. L'évolution axiale de l'épaisseur de film doit être considérée pour dimensionner au mieux la section transversale et retarder l'ennoiement.

En dehors de l'ennoiement, la section transversale optimale pour les transferts thermiques et le gain réalisable par rapport au tube circulaire dépendent fortement des paramètres expérimentaux tels que le fluide utilisé, son débit massique, la taille du tube ou la direction de la gravité. La géométrie et les forces capillaires ont, par exemple, un faible impact lorsque le débit massique est important car les contraintes à l'interface liquide-vapeur sont prépondérantes. L'utilisation d'une section non-circulaire est donc plus pertinente lorsque la vitesse de la vapeur est faible, ce qui est confirmé par différents travaux en condensation convective [224,227-229,234,238,242] et suggère une amélioration potentielle des performances encore plus intéressante en condensation stagnante ou à reflux. Une diminution du

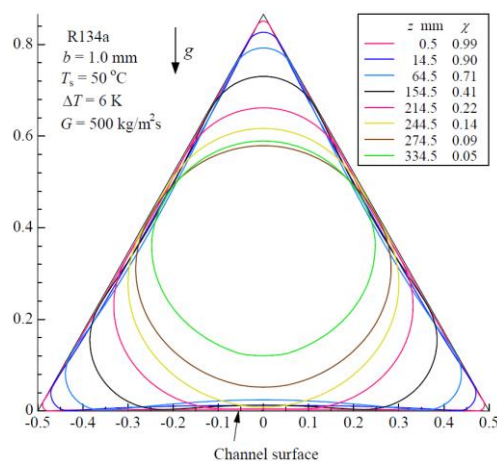


Figure VI-22 : Évolution du profil du film de condensat avec la position axiale z dans un tube horizontal de section triangulaire [230]

diamètre du tube semble également favorable à une amélioration induite par les effets capillaires, de même qu'une différence de température réduite entre paroi et vapeur en entrée [227].

Finalement, le choix de la section optimale est très complexe car il s'agit d'un problème couplé : la section optimale dépend du (ou des) mécanisme(s) parmi la gravité, la capillarité, la viscosité et les contraintes interfaciales dont l'influence est dominante sur les caractéristiques du film, mais la section elle-même a une incidence sur l'importance relative de ces mécanismes, importance qui varie également avec les conditions expérimentales. Le fort couplage des différents paramètres et phénomènes rendant les résultats imprévisibles en termes de coefficient d'échange et de pertes de charge, comme souligné par Nebuloni et Thome [233], l'optimisation doit se faire au cas par cas par la modélisation ou grâce à des essais expérimentaux.

Comme évoqué précédemment, la condensation à reflux se produit dans les thermosiphons diphasiques, mais les systèmes conventionnels (qu'il s'agisse de thermosiphons plats ou de section circulaire) se distinguent d'un condenseur de chambre de vapeur à ailettes creuses tel que celui que nous cherchons à optimiser par différents aspects :

- Lorsque l'ébullition apparaît, son impact sur la condensation est généralement important dans un thermosiphon de petit diamètre hydraulique alors qu'il est minime pour la géométrie étudiée grâce à une chambre de vapeur relativement haute ($Co_{evap} < 0,15$).
- Dans un thermosiphon classique présentant des angles ou des rainures internes, l'évaporation du liquide induit une différence de pression capillaire favorisant le drainage depuis le condenseur, tandis que les ailettes creuses considérées sont indépendantes de l'évaporateur.

Ainsi, bien que des essais aient été menés avec des thermosiphons de section non-circulaire [243-246], les résultats ne sont pas transposables pour la conception d'un condenseur à ailettes creuses. Il en est de même pour les micro-caloducs de section non-circulaire [247-252]. En effet, pour les micro-caloducs comme pour les thermosiphons conventionnels, l'influence de la section transversale au niveau du condenseur ne peut pas être étudiée indépendamment de son influence à l'évaporateur car les phénomènes intervenant dans ces deux régions sont fortement couplés.

VI.1.3.2. b) Tube présentant des ailettes et rainures internes

La revue de Dalkilic et Wongwises (2009) [213] et celle, plus récente, de Ho et Leong (2021) [190] évoquent différentes structures internes de tubes : ailettes hélicoïdales ou en chevrons, alvéoles, ailettes coniques ou cylindriques inclinées, structures 3D combinant différentes échelles, etc. Ces structurations permettent d'améliorer les transferts thermiques en augmentant la surface d'échange et la turbulence au sein du liquide [213]. Cependant, toutes les études citées dans [213] et [190] concernent la condensation à co-courant dans des tubes horizontaux. Leurs conclusions ne sont donc pas transposables à la condensation à reflux.

Les travaux abordant la condensation à reflux dans des tubes présentant des ailettes ou rainures internes sont rares. Une étude menée par l'équipe de Ziegler et Auracher [215] fournit à nouveau des éléments pertinents : ils ont étudié expérimentalement la condensation à reflux du R-134a dans un tube de diamètre intérieur 7,5 mm avec des ailettes hélicoïdales. Les ailettes sont montrées sur la figure VI-23. Elles ont une section trapézoïdale et une hauteur de 0,22 mm. L'angle d'hélice β est fixé à 35° . La longueur du tube est de 50 cm et son inclinaison est variable.

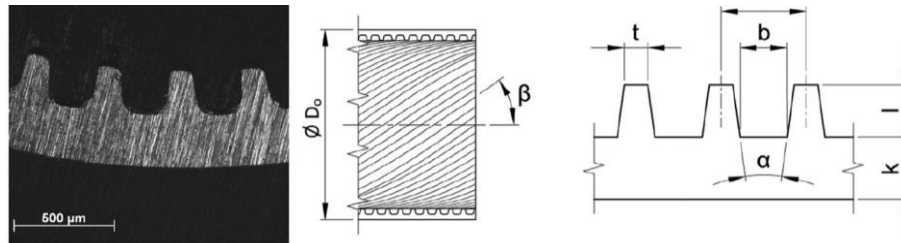


Figure VI-23 : (gauche) Photographie de la section transversale d'un tube à ailettes hélicoïdales et (droite) schémas définissant les dimensions caractéristiques [215]

Les résultats obtenus avec le tube aileté sont comparés au cas de tubes lisses de section circulaire ou rectangulaire de même diamètre hydraulique. Pour une orientation verticale, le coefficient d'échange mesuré dans le tube aileté est inférieur de 20 % à celui du tube rectangulaire malgré une augmentation de la surface d'échange d'environ 30 %. En revanche, il est augmenté de 55 % par rapport au tube lisse circulaire, ce qui est tout de même faible au regard du gain en surface d'échange de 110 % induit par les ailettes. Ces résultats mitigés peuvent s'expliquer par un ennoïement des ailettes sur la partie inférieure du tube alors que, sur la partie haute, le drainage transversal a un effet favorable important. L'optimisation des dimensions des ailettes en fonction de l'évolution de l'épaisseur de film le long du tube pourrait permettre d'éviter l'ennoïement et, ainsi, d'améliorer les performances. En l'absence d'optimisation, il est possible d'aboutir à une performance de tube aileté moins bonne que celle d'un tube lisse, comme cela est observé par Akhavan-Behabadi *et al.* [253]. De la même manière que Ziegler *et al.* [215], ces derniers ont travaillé sur la condensation à reflux de R-134a dans un tube vertical ou incliné avec des ailettes hélicoïdales. La longueur du tube étant deux fois plus grande que dans le premier cas (104 cm), l'ennoïement des ailettes est probablement plus impactant. Mohseni et Akhavan-Behabadi [254] ont également comparé les régimes d'écoulement observés dans des tubes ailetés et lisses pour différentes inclinaisons. Le débit massique semble avoir peu d'influence lors de la condensation à reflux [214-215], probablement en raison de vitesses de vapeur et de contraintes interfaciales relativement faibles. Cela confirme la proximité avec le problème de la condensation d'une vapeur stagnante, pour laquelle les contraintes à l'interface sont négligées.

La condensation d'une vapeur de diazote stagnante dans un tube vertical avec des ailettes et rainures triangulaires a été étudiée théoriquement et expérimentalement par Lin *et al.* (1986) [255]. Des tubes d'environ 2 cm de diamètre avec un nombre variable de rainures compris entre 28 et 40 ont été testés. La valeur du coefficient d'échange est 5 à 7 fois supérieure à celle obtenue pour un tube lisse. En outre, le coefficient d'échange varie en fonction du nombre de rainures : il existe un optimum correspondant au nombre de rainures optimal. Pour un diamètre donné, ce dernier dépend de la différence de température entre la paroi et la vapeur et de la profondeur des rainures. Le diamètre de tube considéré étant relativement important, ces conclusions concordent avec celles données dans la section VI.1.1.2 concernant la condensation externe d'une vapeur stagnante.

VI.1.3.2. c) Inserts métalliques

Pour drainer le film de condensat vers des zones particulières de la paroi, il peut être intéressant d'introduire dans le tube un fil métallique en contact avec la paroi ou un autre type d'insert métallique tel qu'un ressort, un ruban torsadé ou un insert en étoile (figure VI-24). La mise en œuvre d'inserts est particulièrement simple et peu coûteuse par comparaison avec la fabrication de tubes de section non-circulaire. Leur présence peut permettre d'intensifier les échanges par plusieurs mécanismes

complémentaires [171] :

- une réduction du diamètre hydraulique du canal ;
- une extension de la surface d'échange interne, à condition que le contact tube-insert soit bon et que la conductivité thermique du matériau de l'insert soit élevée ;
- la génération d'écoulements secondaires et la promotion de la turbulence (brassage du film si le régime d'écoulement est laminaire ou intensification de la turbulence s'il est turbulent).

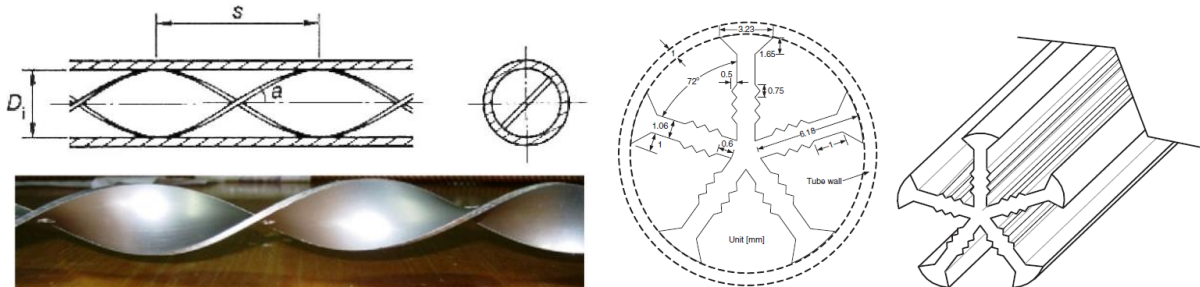


Figure VI-24 : Ruban torsadé [171,256] (gauche) et insert en étoile [257] (droite)

L'impact d'inserts lors de la condensation à reflux n'a pas été étudié à notre connaissance. En revanche, lors de la condensation d'une vapeur d'eau descendante dans un tube vertical ($D_{int} = 500 \mu\text{m}$), Du et Zhao [258] ont montré grâce à un modèle numérique que la présence d'un fil métallique soudé à la paroi entraîne une amélioration significative du coefficient d'échange. En effet, le condensat est drainé vers le fil métallique grâce à un gradient transversal de pression capillaire, réduisant ainsi l'épaisseur de film du côté opposé (figure VI-25). Le drainage augmente avec le diamètre du fil (compris entre 50 et 200 μm), ce qui est favorable aux transferts thermiques. Du et Zhao précisent que la mouillabilité du fil a peu d'influence.

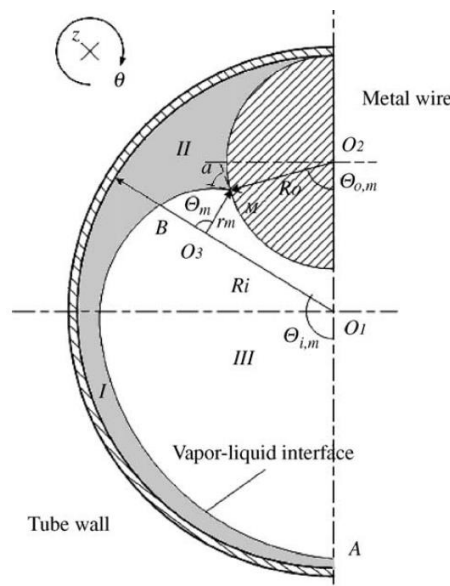


Figure VI-25 : Schéma du problème modélisé par Du et Zhao [258]

L'intérêt de fils verticaux attachés à la surface d'un tube vertical ou enroulés en spirale est confirmé expérimentalement par l'étude de Thomas [259], qui date des années 60. D'après les résultats obtenus pour la condensation de vapeur d'eau en convection forcée à l'intérieur ou à l'extérieur d'un tube vertical, une augmentation du coefficient d'échange est observée dans les deux cas grâce aux fils. La direction de l'écoulement de la vapeur n'est malheureusement pas spécifiée par l'auteur. L'amélioration des transferts semble plus importante pour la condensation externe, mais les quelques essais réalisés en condensation interne donnent tout de même un accroissement du coefficient d'échange compris entre 70 et 150 % par rapport à un tube sans inserts. Cette valeur dépend des conditions choisies, notamment de la puissance transférée, du nombre de fils ou de leur distance à la paroi.

L'utilisation d'inserts pour intensifier les transferts a été plus largement étudiée avec des tubes horizontaux aussi bien en condensation interne qu'externe (voir les revues [213] et [190]), notamment dans le cadre du développement d'échangeurs thermiques plus performants.

VI.1.3.3 Effet de l'inclinaison

L'inclinaison du tube affecte le coefficient d'échange moyen en condensation. Dans le cas de la condensation à reflux, pour laquelle la vapeur à condenser circule à contre-courant du condensat, l'inclinaison permet de repousser la limite d'engorgement par effet de drainage du condensat et d'améliorer le transfert de chaleur [171]. En effet, l'épaisseur de film n'est pas uniforme le long du périmètre d'un tube incliné : l'épaisseur de film est réduite dans la partie supérieure du tube, augmentant fortement le coefficient d'échange local dans cette zone [215]. L'inclinaison optimale varie selon la géométrie et les conditions expérimentales. D'après différents travaux, l'angle optimal par rapport à la verticale est généralement compris entre 30 et 60° [260].

Par exemple, Fiedler et Auracher [261] ont observé une amélioration significative des échanges thermiques grâce à l'inclinaison lors de la condensation à reflux de R-134a dans un tube circulaire de diamètre 7 mm et de longueur 50 cm. Ils ont trouvé un angle optimal de l'ordre de 45° (figure VI-26). Pour cette inclinaison, le coefficient d'échange est quasiment multiplié par deux par rapport à la configuration verticale. Les corrélations existantes pour la condensation à co-courant dans un tube incliné prédisent de façon acceptable les coefficients d'échange mesurés. Toutefois, les résultats concordent mieux avec la corrélation de Wang et Ma [262] pour les thermosiphons inclinés. Fiedler et Auracher [261] ont également proposé un modèle théorique pour la condensation à reflux dans un tube incliné.

D'après la revue de Lips et Meyer [216], aucun modèle ni corrélation n'a réussi à prédire l'ensemble des données disponibles dans la littérature pour le moment, alors que les conditions expérimentales testées restent limitées. Des études complémentaires sont donc nécessaires afin de comprendre les différents mécanismes qui interviennent lors de la condensation à reflux. Une revue des travaux portant sur la condensation dans les thermosiphons a été réalisée par Gross [263] en 1992.

Quelques rares publications abordent l'effet de l'inclinaison dans des tubes de section non-circulaire. L'étude expérimentale de Yildiz *et al.* [215] portant sur la condensation à reflux de R-134a et déjà citée dans la partie VI.1.3.2b compare l'effet de l'inclinaison pour différentes sections transversales de tube de diamètre hydraulique équivalent : les auteurs ont testé un tube présentant des ailettes hélicoïdales et comparent les résultats à ceux obtenus par Fiedler et Auracher [261] et Klahm *et al.* [226] pour des tubes de section circulaire et rectangulaire, respectivement. Les résultats sont présentés sur la figure VI-27 et montrent que l'inclinaison optimale pour le tube aileté est plus proche de l'horizontale que pour les tubes de section rectangulaire et circulaire. En effet, l'angle optimal est

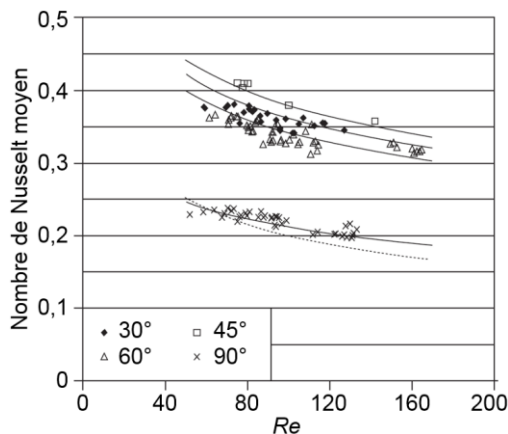


Figure VI-26 : Effet de l'inclinaison (angle par rapport à l'horizontale) lors de la condensation de R-134a à reflux dans un tube circulaire de diamètre 7 mm [261]

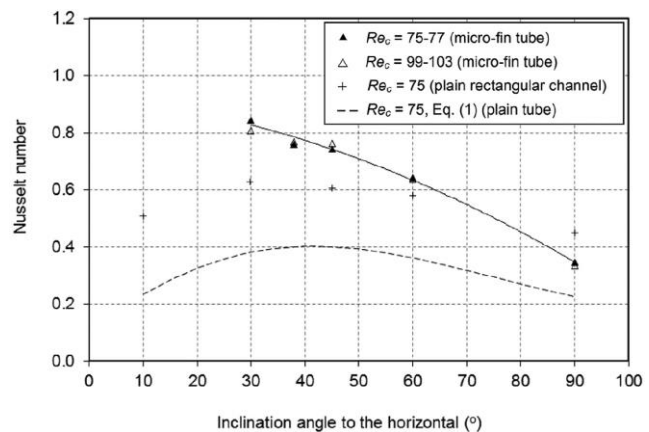


Figure VI-27 : Comparaison de l'effet de l'inclinaison entre un tube présentant des ailettes internes et des tubes de sections rectangulaire et circulaire [215]

inférieur à 30° dans le cas du tube aileté. Pour une inclinaison de 30° par rapport à l'horizontale, le coefficient d'échange moyen au sein du tube aileté est augmenté de 120 % et 34 % par comparaison aux sections circulaire et rectangulaire. Ces valeurs correspondent à l'augmentation de la surface d'échange induite par les ailettes. En revanche, à la verticale (90°), le tube aileté est moins performant que le tube de section rectangulaire car, dans cette configuration, les ailettes sont ennoyées sur une certaine longueur en partie basse, donc la surface d'échange n'est pas complètement opérationnelle. L'inclinaison du tube aileté permet de retarder l'ennoiement d'une partie des ailettes, aboutissant à de meilleures performances. Les observations de Yildiz *et al.* [215] concernant le tube à ailettes hélicoïdales sont confirmées par celles de Akhavan-Behabadi *et al.* [253], qui ont testé une large gamme d'inclinaisons et trouvent un optimum proche de 30° par rapport à l'horizontale lorsque la fraction en vapeur est faible.

Plusieurs publications portant sur l'effet de l'inclinaison en condensation *convective* incluent des résultats pour des écoulements à contre-courant avec condensation d'une vapeur montante et méritent d'être cités ici. La condensation de R-134a dans des tubes inclinés de section carrée d'environ 1 mm de côté a été étudiée théoriquement par Wang et Rose [235] et expérimentalement par Del Col *et al.* [224]. Ces derniers n'ont relevé aucune influence significative de l'inclinaison lors de la condensation d'une vapeur ascendante, probablement en raison de débits massiques relativement importants ($G \geq 100 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ contre moins de $25 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ pour les références [215,226,261] citées ci-dessus) entraînant l'établissement d'un régime d'écoulement annulaire quelle que soit l'inclinaison. Khoeini *et al.* [222] ont étudié l'effet de l'inclinaison dans un tube ondulé de diamètre 8 mm (figure VI-20, p. 142) en utilisant du R-134a. Une inclinaison de 30° par rapport à l'horizontale est optimale si la fraction massique en vapeur est faible et permet une augmentation de 6 % du coefficient d'échange pour un débit de vapeur montante de $87 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$. Khoeini *et al.* remarquent que l'influence de l'inclinaison est plus importante quand le débit massique et la fraction en vapeur sont faibles. En effet, le régime d'écoulement dépend alors de l'inclinaison, ce qui impacte les performances thermiques [225]. Au contraire, pour des débits massiques et fractions en vapeur élevés, les contraintes interfaciales dominent et la performance est insensible à l'inclinaison. Le diamètre du tube est également un paramètre d'influence : l'inclinaison a d'autant plus d'effet que le diamètre augmente [224,264]. Au final, l'impact de l'inclinaison sur le coefficient d'échange dépend fortement du régime d'écoulement (qui résulte de l'équilibre entre les forces capillaires, gravitaires et les contraintes interfaciales) et, par conséquent, des conditions expérimentales [216,225].

VI.1.3.4 Synthèse sur la condensation à l'intérieur d'un tube

a) Influence de la section longitudinale

Les transferts lors de la condensation en film peuvent être améliorés par l'utilisation de tubes convergents vers la base et sont dégradés avec des tubes divergents. Néanmoins, le risque de formation de bouchons à la base augmente si le diamètre se rapproche de la longueur capillaire du fluide. Concernant les effets capillaires à proprement parler, ils ralentissent l'écoulement du film dans un tube divergent et l'accélèrent pour un convergent, mais leur influence reste généralement minime.

La modélisation numérique de canaux aux parois ondulées de manière sinusoïdale montre que leur intérêt réside dans l'augmentation de la turbulence. En effet, les diamètres et les vitesses de vapeur montante considérés étant relativement importants dans les études réalisées, les phénomènes capillaires ne sont pas prépondérants. Ce type de section longitudinale semble défavorable à l'écoulement du condensat car elle provoque son accumulation dans les régions concaves.

b) Influence de la section transversale

L'intérêt des sections de tubes non-circulaires est identique à celui des surfaces profilées : il s'agit de réduire l'épaisseur de film dans certaines zones grâce au drainage capillaire du condensat dans le plan transversal. Une modification de la section transversale peut ainsi entraîner une augmentation significative du coefficient d'échange moyen, en condensation convective comme à reflux.

La présence d'angles et de rainures est favorable au drainage, mais leurs dimensions sont à optimiser pour éviter l'ennoiement. Lors de la condensation à reflux du R-134a dans un tube vertical à ailettes hélicoïdales, une augmentation du coefficient d'échange de 55 % a été mesurée par rapport à un tube circulaire lisse de même diamètre hydraulique, malgré un ennoiement des ailettes sur la partie inférieure. Les performances d'un tube rectangulaire dans les mêmes conditions sont encore meilleures. Le débit massique semble avoir peu d'influence lors de la condensation à reflux, probablement en raison de vitesses de vapeur et de contraintes interfaciales relativement faibles. Cela confirme la proximité avec le problème de la condensation d'une vapeur stagnante, pour laquelle les contraintes à l'interface sont négligées. Or, la réalisation de rainures internes de section triangulaire semble particulièrement favorable lors de la condensation d'une vapeur stagnante dans un tube vertical (coefficient d'échange multiplié par 5, d'après une étude théorique et expérimentale [255]).

L'utilisation d'inserts métalliques permet de modifier la section transversale facilement, mais leur effet n'a été que très peu étudié au sein de tubes verticaux. Des fils verticaux attachés à la paroi ou enroulés en spirale favorisent le drainage du condensat et les échanges thermiques lors de la condensation d'une vapeur descendante. Cette technique d'intensification serait potentiellement intéressante aussi dans le cas de la condensation à reflux.

La section transversale optimale pour les transferts thermiques et le gain réalisable par rapport au tube circulaire dépendent fortement des paramètres expérimentaux tels que le fluide utilisé, son débit massique, la taille du tube ou la direction des écoulements et de la gravité. L'utilisation d'une section non-circulaire est particulièrement pertinente lorsque la vitesse de la vapeur est faible et le diamètre réduit. Le choix de la section optimale est très complexe car il s'agit d'un problème couplé : la section optimale dépend du (ou des) mécanisme(s) parmi la gravité, la capillarité, la viscosité et les contraintes interfaciales dont l'influence est dominante sur les caractéristiques du film, mais la section elle-même a une incidence sur l'importance relative de ces mécanismes, importance qui varie également avec les conditions expérimentales. Le fort couplage des différents paramètres et phénomènes rendant les résultats imprévisibles en termes de coefficient d'échange et de pertes de charge, l'optimisation doit se faire au cas par cas par la modélisation ou grâce à des essais expérimentaux.

c) Effet de l'inclinaison

L'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange lors de la condensation d'une vapeur montante dans un tube dépend fortement du régime d'écoulement et, par conséquent, des conditions expérimentales. L'inclinaison est d'autant plus influente que le diamètre est grand et que le débit massique et la fraction en vapeur sont faibles. Lors de la condensation à reflux, pour laquelle les débits massiques sont particulièrement faibles, l'inclinaison semble favorable car elle permet un amincissement du film sur la partie supérieure du tube. L'angle optimal par rapport à la verticale est généralement compris entre 30 et 60° : il varie selon la géométrie, notamment les sections longitudinale et transversale, et les conditions expérimentales. Les travaux sur le sujet restent peu nombreux et les conditions testées limitées. Des études complémentaires sont donc nécessaires pour comprendre l'influence de l'inclinaison en condensation interne.

VI.1.4 Bilan global et choix

L'objectif de cette revue de la littérature est de mettre en évidence les principaux paramètres intervenant sur l'épaisseur de film et d'identifier la géométrie la plus favorable au drainage capillaire du liquide et à l'amélioration des performances thermiques lors de la condensation à reflux dans un tube. Les travaux concernant la condensation au sein de tubes verticaux étant peu nombreux, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la condensation d'une vapeur stagnante sur des surfaces profilées (condensation externe). En effet, le débit massique de vapeur étant généralement faible et peu influent en condensation à reflux, les résultats obtenus pour une vapeur stagnante restent pertinents. Dans un second temps, l'influence des propriétés de la paroi sur le drainage et sur le coefficient d'échange en condensation a été examinée. Cette influence est complexe et loin d'être entièrement comprise à l'heure actuelle. Enfin, la condensation en géométrie interne a été abordée, en explorant

notamment l'influence d'une modification de la section longitudinale et transversale du tube et l'effet de l'inclinaison. Les études en condensation convective sont largement majoritaires par rapport à celles abordant la condensation à reflux. Des recherches complémentaires sont nécessaires, bien que quelques pistes émergent. L'ensemble des observations transposables à notre cas d'étude sont synthétisées dans le tableau VI-2.

Tableau VI-2 : Synthèse des paramètres et phénomènes influant sur les performances lors de la condensation dans un tube

	effet sur les performances en condensation en film	commentaire
propriétés de la paroi		réduction de l'épaisseur de film grâce au glissement à la paroi effet du glissement sur le drainage capillaire non étudié, mais a priori favorable
état de surface		
rugosité	-	<i>effet inverse au-delà d'une certaine amplitude ?</i>
traitement de surface	P.E.	<i>résultats contradictoires sur l'effet de la mouillabilité</i>
interactions paroi-fluide	+/-	<i>analyse au cas par cas</i>
section longitudinale		modification de l'épaisseur de film via des effets hydrodynamiques (turbulence, contraintes interfaciales), capillaires et gravitaires
tube conique		<i>effets capillaires minimales</i> <i>mais évolution de la surface d'échange influente</i>
convergent vers la base	+	<i>drainage capillaire vers le bas</i> <i>⚠ risque de formation de bouchons à la base selon le diamètre</i>
divergent	-	<i>drainage capillaire vers le haut</i>
variation sinusoïdale	P.E.	<i>augmentation de la turbulence et des pertes de charge</i> <i>effet sur les écoulements gravitaires et capillaires non étudié</i>
section transversale		réduction locale de l'épaisseur de film grâce au drainage capillaire influence dominante si vitesse vapeur et diamètre réduits
angles, ailettes, rainures	+	<i>sauf si ennoïement (dimensions à adapter au cas par cas)</i> <i>⚠ la conductivité thermique impacte l'efficacité des ailettes pleines</i> <i>les plus performantes, mais ailettes creuses 3D sur un tube en polymère non envisageables</i>
ailettes 3D		• <i>ailettes creuses longitudinales en polymère envisageables</i> • <i>profil sinusoïdal optimal mais complexe à réaliser</i>
ailettes longitudinales		• <i>profil triangulaire simple à réaliser ⚠ angle de rainure influent</i> • <i>rapport optimal entre largeur des ailettes et espacement ~ 0,3</i>
inserts, fils métalliques	+	<i>aucune étude en condensation stagnante ou à reflux</i>
mèche drainante en bas	+	<i>sans effet significatif sur une surface lisse</i>
inclinaison	+	réduction locale de l'épaisseur de film grâce à la gravité influence dominante si vitesse vapeur réduite et grand diamètre <i>angle optimal : 30 à 60° par rapport à la verticale</i>

* P.E. : partiellement étudié

Lors de la condensation dans un tube, quatre mécanismes interviennent sur l'épaisseur de film et le régime d'écoulement qui vont, à leur tour, influencer les performances thermiques et les pertes de charge. Ces mécanismes sont la gravité, le drainage capillaire, la viscosité et les contraintes interfaciales. Le choix de la géométrie du tube, notamment de la section transversale, est particulièrement complexe car il s'agit d'un problème couplé : la géométrie optimale dépend du (ou des) mécanisme(s) dont l'influence est dominante sur les caractéristiques du film, mais la géométrie elle-même a une incidence sur l'importance relative de ces mécanismes, de même que les conditions expérimentales. Finalement, l'effet de la géométrie sur le coefficient d'échange moyen est difficilement prévisible, d'où la nécessité d'une optimisation au cas par cas par la modélisation ou grâce à des essais expérimentaux. L'inclinaison optimale dépend également de la géométrie du tube et des conditions considérées.

La suite de ce chapitre porte sur l'influence de la section transversale des tubes sur le drainage et les performances en condensation. D'après les études disponibles, l'utilisation d'ailettes internes semble intéressante, mais elles nécessitent l'utilisation de matériaux à forte conductivité thermique sous peine d'une efficacité réduite. La fabrication en polymère étant ici privilégiée, notamment pour conserver une certaine transparence du condenseur, la réalisation d'ailettes creuses à l'intérieur des tubes est envisagée (il s'agit donc, en quelque sorte, d'ailettes creuses au sein même des ailettes creuses que

constituent les tubes, l'effet d'ailette étant dans des directions différentes). Les ailettes internes auraient ainsi une épaisseur de paroi réduite et constante, limitant leur résistance thermique. Cela semble compliqué à mettre en œuvre pour des ailettes 3D, qui ne sont donc pas retenues bien que plus favorables au drainage que les ailettes longitudinales. La fabrication de tubes avec des ailettes creuses longitudinales est par contre possible et, d'après la littérature, un profil sinusoïdal serait optimal. Cette géométrie correspond à celles des tubes cannelés étudiés précédemment. Ils sont en effet assimilables à des tubes avec des ailettes creuses longitudinales de profil sinusoïdal. Concernant la condensation à reflux dans des tubes lisses, la seule section non-circulaire testée à notre connaissance est rectangulaire. Pour la présente étude, une section triangulaire est sélectionnée car elle est particulièrement favorable au drainage dans les angles et avantageuse en termes de compacité (voir chapitre V). Les inserts métalliques et mèches drainantes, bien que simples d'utilisation, ne sont pas envisagés pour le moment afin de simplifier l'analyse et d'exploiter au maximum les moyens de fabrication additive à disposition dans le cadre du projet.

L'étude menée par la suite est exclusivement expérimentale avec, en premier lieu, des essais de drainage dans des tubes ouverts en l'absence de condensation, puis une campagne de mesures avec des condenseurs en fonctionnement dont les ailettes présentent différentes sections transversales. Dans une chambre de vapeur à ailettes creuses, l'optimisation des performances en convection externe nécessite une réduction du diamètre des tubes. En outre, la vitesse de la vapeur est relativement faible. Cela légitime en théorie l'utilisation de sections non-circulaires pour intensifier les transferts en condensation grâce au drainage capillaire. Les propriétés de la paroi sont invariantes tout au long des essais expérimentaux afin de s'affranchir de leur influence, difficile à contrôler et à quantifier dans notre application. D'autre part, aucune modification de la section longitudinale et de l'inclinaison des tubes du condenseur n'est considérée afin de simplifier l'analyse. Enfin, comme l'étude porte spécifiquement sur le drainage lors de la condensation en film, un fluide parfaitement mouillant sur la paroi en polymère a été choisi : il s'agit du HFE-7100. Ainsi, la condensation en film est garantie. Cela permet en outre de s'affranchir de l'influence d'éventuels bouchons de liquide stables. En effet, pour un fluide parfaitement mouillant, il n'y a pas d'hystérésis d'angle de contact, or ce phénomène est nécessaire au maintien d'un bouchon en équilibre.

VI.2. Étude expérimentale de l'influence de la section transversale des ailettes sur le drainage et les transferts thermiques

Plusieurs condenseurs dont les ailettes présentent différentes sections transversales ont été fabriqués et testés dans le cadre de l'étude expérimentale afin de caractériser l'influence de la section transversale sur le drainage et les performances thermiques. Avant les essais avec des condenseurs en fonctionnement, une campagne de mesures préliminaire a été menée dans des tubes simples ouverts pour étudier le drainage en l'absence de condensation. Le matériau et la technologie de fabrication sont similaires à ceux utilisés dans le chapitre précédent (section V.3.1). Les tubes simples et les condenseurs à ailettes sont réalisés en stéréolithographie avec la résine polymère High Temp. Le fluide utilisé est le HFE-7100, parfaitement mouillant sur la paroi des tubes, qui permet d'éviter la formation de bouchons de liquide stables et de favoriser le drainage, notamment dans les angles. Cette partie se termine par des perspectives sur des configurations d'ailettes innovantes avec des interconnexions.

VI.2.1 Essais dans des tubes simples ouverts en l'absence de condensation

L'objectif des essais en tubes simples est de comparer qualitativement la vitesse de drainage capillaire au sein de tubes de différentes sections. Les tubes testés sont ouverts aux deux extrémités et correspondent à ceux présentés dans le chapitre V. Le protocole expérimental se rapproche de ce qui a été fait par Dong et Chatzis [265] et Weislogel *et al.* [266] avec des tubes de section carrée.

VI.2.1.1 Protocole expérimental

Le tube à tester et la seringue sont rincés avec le fluide de travail (HFE-7100), puis le tube est mis en place sur un support en position horizontale. Un bouchon de liquide de longueur $L = 10$ à 20 mm est introduit au milieu du tube à l'aide de la seringue. Une photo du bouchon est prise afin de connaître précisément sa taille et, au même instant, un chronomètre est démarré. Celui-ci est arrêté au moment où le bouchon disparaît. L'expérience, illustrée sur la figure VI-28, donne ainsi accès à la vitesse de drainage capillaire :

$$v_{\text{drainage}} = \frac{L}{\Delta t} \quad (\text{VI-1})$$

Parmi les tubes disponibles, seuls ceux de diamètre inscrit 2 mm sont testés car le HFE ne forme pas de bouchons dans les tubes de diamètre 3,5 mm. En outre, les bouchons formés sont très sensibles à l'inclinaison : ils se déplacent dès que le tube n'est plus parfaitement horizontal, ce qui confirme l'absence d'hystérésis d'angle de contact.

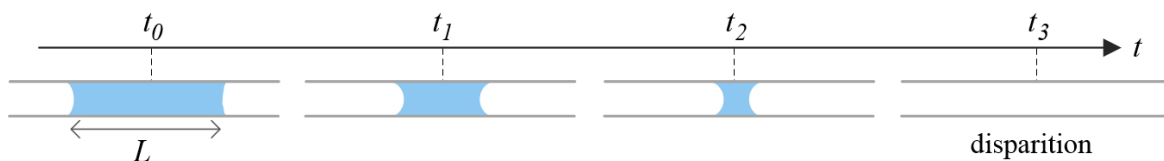


Figure VI-28 : Mesure de la vitesse de drainage capillaire

Pour chaque tube, quatre à huit essais sont réalisés suivant la reproductibilité des résultats. Avant chaque nouvel essai, le liquide est évacué depuis l'extrémité du tube grâce à une mèche drainante. Une moyenne pondérée des différentes vitesses mesurées est finalement retenue. Un poids est attribué à chaque résultat en fonction de son incertitude, calculée via la loi de propagation des erreurs. L'incertitude sur la valeur finale de v_{drainage} comprend les incertitudes de mesure, ainsi qu'une incertitude statistique liée à la dispersion des résultats. L'incertitude sur la longueur initiale du bouchon est évaluée à ± 1 mm, et celle sur la durée Δt nécessaire à la disparition du bouchon à ± 5 s.

VI.2.1.2 Présentation et analyse des résultats

Les vitesses de drainage mesurées au sein des six tubes testés sont comparées sur la figure VI-29. Elles sont exprimées directement en millimètres par minute sur la figure VI-29a, qui montre que le drainage est inexistant pour la section circulaire et augmente au sein des sections polygonales quand le nombre de côtés diminue, rendant les angles formés plus aigus. Les vitesses de drainage semblent encore plus élevées au sein des sections cannelée et hexagonale réentrant, mais les résultats obtenus y sont relativement dispersés, surtout dans le cas de l'« hexagone réentrant », d'où des barres d'erreur plus importantes. Les vitesses de drainage sont converties en mL par heure sur la figure VI-29b : la comparaison est alors plus pertinente car elle prend en compte le volume du bouchon de liquide, qui varie selon la section pour une longueur de bouchon donnée. La section cannelée apparaît

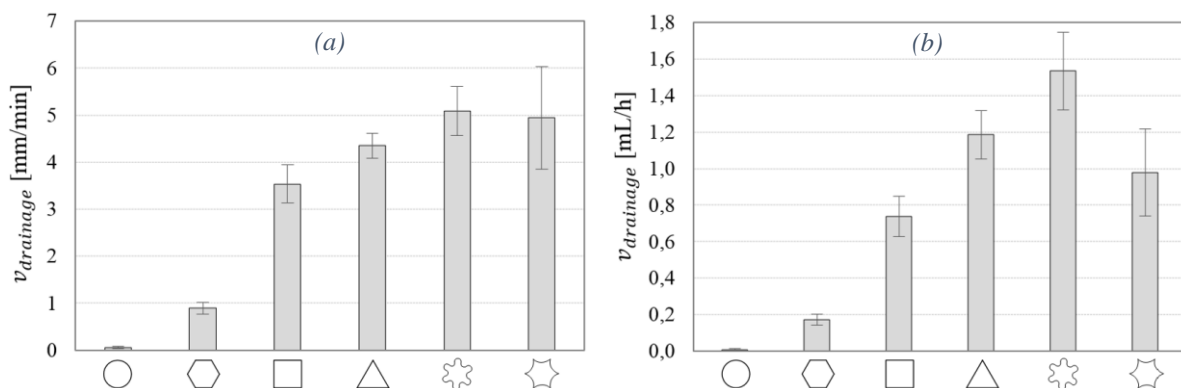


Figure VI-29 : Influence de la section de tube sur la vitesse de drainage mesurée (a) en mm/min, (b) en mL/h

alors comme la plus favorable au drainage, suivie par la section triangulaire puis l'hexagone réentrant. Les sections circulaire et hexagonale restent les moins intéressantes.

L'ensemble des mesures a été réalisé avec une température ambiante de 25 °C. Celle-ci semble avoir une influence significative sur les résultats : la vitesse de drainage diminue d'environ 0,3 mL/h pour tous les tubes lorsque la température ambiante passe de 25 °C à 20 °C. Une diminution de température entraîne l'augmentation de la viscosité dynamique et de la tension superficielle du HFE-7100. La viscosité passe de 694 $\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ pour 25 °C à 740 $\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ à 20 °C (+7 %), tandis que σ croît plus légèrement, passant de 13,4 à 13,8 mN/m (+3 %) [118]. Or, ces deux caractéristiques ont un effet opposé sur la vitesse de drainage : celle-ci augmente avec la tension superficielle et diminue si la viscosité augmente [265]. Ainsi, les résultats obtenus s'expliquent vraisemblablement par une influence dominante de la viscosité, qui ralentit l'écoulement capillaire.

Suivant le tube testé, l'introduction d'un bouchon de liquide est plus ou moins délicate. Les bouchons se forment sans difficulté dans les tubes de section circulaire, hexagonale et carrée. En revanche, créer un bouchon dans un tube cannelé est particulièrement compliqué car le liquide a tendance à se placer dans les rainures. Des difficultés sont également rencontrées avec la section triangulaire et, dans une moindre mesure, au sein de la section hexagonale réentrant. Ces observations qualitatives concordent avec les conclusions précédentes. La figure VI-30 permet de visualiser l'accumulation du liquide dans les angles ou rainures depuis l'extrémité des différents tubes après la disparition du bouchon de liquide.

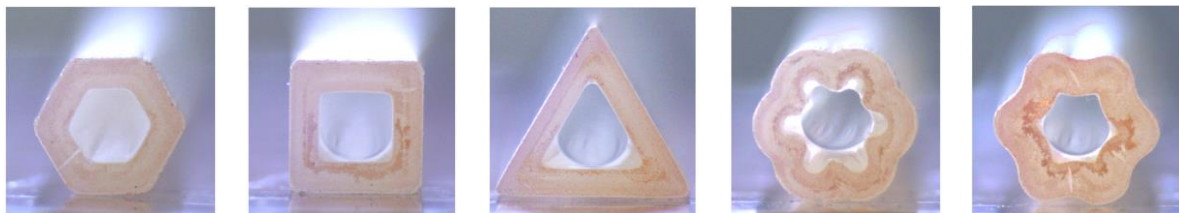


Figure VI-30 : Photographies de l'extrémité des différents tubes après le drainage d'un bouchon de liquide (sections de gauche à droite : hexagone, carré, triangle, cannelé, hexagone réentrant)

Finalement, d'après les essais préliminaires menés en l'absence de condensation, les sections cannelée et triangulaire sont les plus favorables au drainage. Elles sont donc sélectionnées pour la suite.

VI.2.2 Essais au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses

L'objectif des essais suivants est d'identifier la section transversale la plus intéressante pour diminuer le diamètre des tubes tout en évitant l'enneigement. En effet, les transferts par convection à l'extérieur des ailettes sont généralement limitants, d'où la nécessité de réduire le diamètre pour multiplier les tubes. Cependant, un faible diamètre favorise l'enneigement du tube, qui dégrade les performances thermiques. Lorsque l'enneigement apparaît, la résistance thermique de condensation peut devenir prépondérante.

À la différence des essais précédents, menés en l'absence de condensation, les contraintes interfaciales ont un effet non négligeable sur le drainage au sein des ailettes du condenseur. Les résultats préliminaires ont donc une portée limitée, surtout que, d'après l'étude bibliographique de la partie VI.1, les performances et le dimensionnement optimal dépendent fortement des conditions expérimentales. Le choix des sections à tester est tout de même basé sur les résultats précédents, et nous avons tenté de reproduire ces sections à l'identique afin de vérifier la pertinence des essais sans condensation. Malheureusement, les géométries réalisées sont relativement différentes des précédentes, en particulier s'agissant de la section cannelée dont les dimensions sont plus faibles. Pour cette raison, faire le lien entre les deux études se révèle délicat.

VI.2.2.1 Dispositif expérimental

VI.2.2.1. a) Chambre de vapeur à ailettes creuses

Un second prototype a été conçu dans le cadre de l'étude de l'influence de la section transversale des ailettes. En effet, l'imprimante 3D à disposition ne permet pas de réaliser un condenseur d'une taille suffisante pour être placé sur la chambre de vapeur étudiée dans les chapitres II et IV. Un prototype plus petit a donc été réalisé (figure VI-31). Il diffère du premier essentiellement par le diamètre et la hauteur de son évaporateur. La hauteur de l'évaporateur a en effet été augmentée afin d'étudier le drainage en s'affranchissant de l'interaction entre l'évaporateur et le condenseur. La structure du prototype est circulaire et l'assemblage étanche entre l'évaporateur en cuivre et le condenseur en polymère est assuré à l'aide d'un joint torique, d'une bride en aluminium et d'un collier de serrage de la même manière que précédemment (voir figure II-3). La source chaude est une résistance chauffante circulaire de marque Minco (diamètre 38 mm, résistance électrique 3,9 Ω , référence produit HM6969). Elle est plaquée au dos de l'évaporateur par une pièce isolante en PEEK. La chambre de vapeur est remplie par l'intermédiaire d'un tube de remplissage de diamètre 6 mm passant à travers l'évaporateur et relié à une vanne Swagelok. Les spécifications géométriques du second prototype sont données dans le tableau VI-3.

L'instrumentation est similaire à celle mise en place sur le premier prototype. Huit thermocouples de type K et de diamètre 80 μm permettent de connaître l'évolution des températures au niveau de l'évaporateur. Leur positionnement est précisé sur la figure VI-32. Deux thermocouples gainés de diamètre 1 mm sont placés à l'intérieur de la chambre de vapeur pour mesurer la température de saturation. Des raccords de marque Swagelok ont été utilisés pour assurer un passage étanche à travers la plaque de cuivre car le brasage à l'argent choisi pour le premier prototype s'est révélé compliqué à réaliser pour assembler des pièces dont l'inertie thermique est très différente. Enfin, un capteur de pression a été installé au niveau de la vanne de remplissage, avec une incertitude sur la mesure évaluée à 30 mbar.

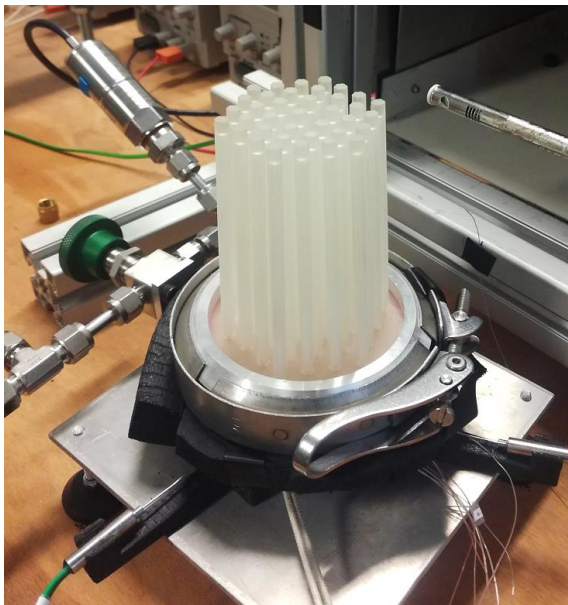


Figure VI-31 : Photographie de la seconde chambre de vapeur à ailettes intégrées ($\varnothing 102$ mm)

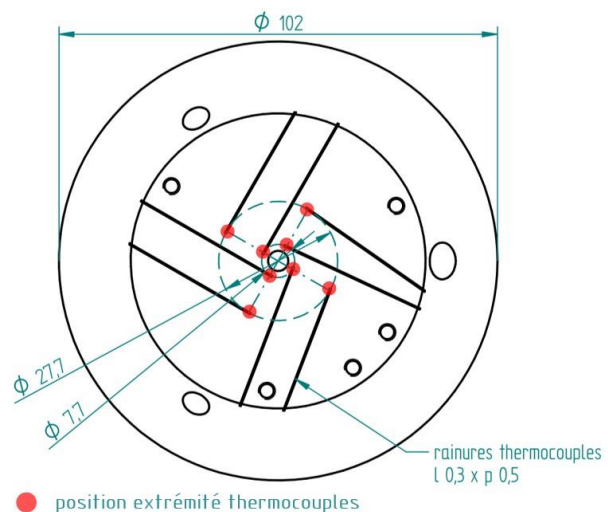


Figure VI-32 : Positionnement des thermocouples au dos de l'évaporateur (dimensions en mm)

Tableau VI-3 : Spécifications géométriques du second prototype

Partie évaporateur	
Diamètre extérieur de l'évaporateur [mm]	102
Diamètre de la surface centrale de l'évaporateur [mm]	40
Épaisseur de cuivre au niveau de la surface centrale [mm]	3
Épaisseur totale de l'évaporateur [mm]	20
Hauteur de la chambre de vapeur [mm]	19
Diamètre de la source chaude [mm]	38
Épaisseur de la pièce isolante en PEEK [mm]	15
Joint torique	
Diamètre intérieur du joint torique [mm]	75
Épaisseur du joint torique [mm]	4
Partie condenseur	
Diamètre de la plaque du condenseur à ailettes [mm]	89
Épaisseur de la plaque du condenseur à ailettes [mm]	3
Diamètre intérieur de la bride en aluminium [mm]	79

Plusieurs condenseurs à ailettes ont été réalisés par stéréolithographie (SLA) avec la résine polymère High Temp. Leurs spécifications sont synthétisées dans le tableau VI-4. La numérotation des condenseurs commence par le chiffre 2 car ils sont montés sur le second prototype de chambre de vapeur réalisé dans cette thèse. Les tubes présentent une section circulaire, triangulaire ou cannelée. Les données entre parenthèses correspondent à l'objectif fixé lors de la fabrication. Les valeurs réelles obtenues peuvent être légèrement différentes et affecter les résultats. Par exemple, l'objectif en termes d'épaisseur de paroi est de 0,8 mm dans tous les cas. Pourtant, l'épaisseur obtenue pour la section cannelée, qui est la plus complexe, est d'environ 1,3 mm. Concernant le diamètre inscrit, il a été fixé à 2 mm dans un premier temps (condenseurs n°2-1, 2-4 et 2-5). Suite aux essais, des tubes circulaires de plus grand diamètre ont été réalisés (condenseur 2-2), ainsi que des tubes de section triangulaire de plus petit diamètre (condenseur 2-3).

Tableau VI-4 : Spécifications des condenseurs réalisés en SLA avec des ailettes de différentes sections transversales

Numéro prototype-condenseur	2-1	2-2	2-3	2-4	2-5
forme de la section des ailettes	circulaire		triangulaire		cannelée
diamètre inscrit [mm]	1,8 (2,0)	2,6 (3,0)	1,3 (1,5)	2,0 (2,0)	1,7 (2,0)
épaisseur de la paroi [mm]	0,7 (0,8)	0,7	0,8	0,7	1,3
nombre d'ailettes opérationnelles	35 (37)	36	36	36	37
hauteur utile des ailettes [cm]	11,8 (13,5)	9,0 (10)	9,2	9,2	9,2
section de passage estimée [mm ²]	2,4	5,3	2,0	4,9	2,8
périmètre mouillé estimé [mm]	5,5	8,2	6,2	9,5	6,2
surface d'échange à l'extérieur des ailettes (<i>convection</i>) [cm ²]	409 ± 40	405 ± 40	419 ± 50	497 ± 50	554 ± 120
surface d'échange à l'intérieur des ailettes (<i>condensation</i>) [cm ²]	227 ± 40	263 ± 40	169 ± 40	248 ± 40	212 ± 70

Le nombre de tubes est fixé à 37. Ils sont placés selon un pavage hexagonal, comme le montre la figure VI-33. Le nombre de tubes opérationnels est inférieur à 37 lorsque certains sont bouchés par la résine pendant la fabrication, ce qui est visible à l'œil nu. En outre, la plaque des condenseurs nécessite d'être poncée sur sa face inférieure pour assurer un bon contact avec le joint torique et un assemblage étanche. Un tube circulaire a été brisé lors du ponçage du premier condenseur. Les condenseurs sont d'autant plus fragiles et difficiles à fabriquer que leurs ailettes sont fines et hautes. De nombreux aléas ayant été rencontrés avec le premier condenseur, la hauteur des ailettes a été réduite à partir du deuxième. La hauteur *utile* donnée dans le tableau VI-4 correspond à la hauteur totale des ailettes à l'exclusion de l'épaisseur de polymère fermant leur extrémité supérieure. Finalement, les surfaces d'échange à l'extérieur et à l'intérieur des ailettes ont été estimées à partir des dimensions mesurées et varient d'un condenseur à l'autre (tableau VI-4).

Deux des condenseurs testés sont visibles sur la figure VI-34. Les tubes apparaissent inclinés, mais ils se redressent lorsque le condenseur est monté sur la chambre de vapeur. Leurs parois sont moins

transparentes que celles des tubes en PET utilisés au chapitre IV mais permettent tout de même de faire des visualisations. Les condenseurs sont nommés par la suite d'après la forme de la section des ailettes et l'objectif fixé pour le diamètre inscrit afin de faciliter la compréhension de l'analyse des résultats. On parlera par exemple de tubes cannelés de diamètre 2 mm plutôt que du condenseur 2-5.

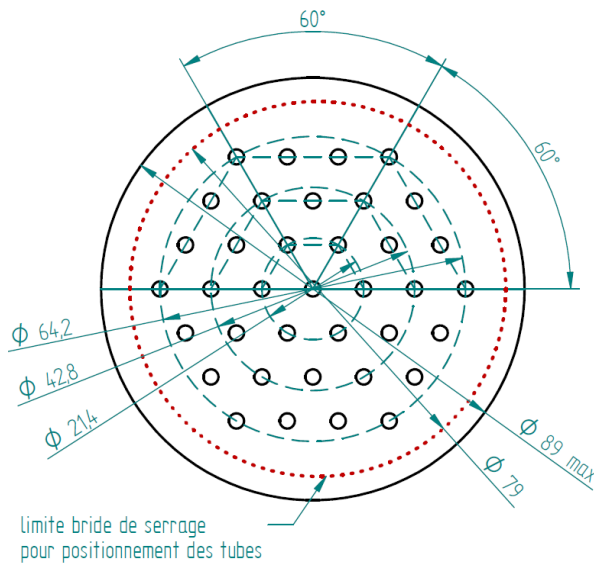


Figure VI-33 : Positionnement des ailettes des condenseurs n°2-1 à 2-5

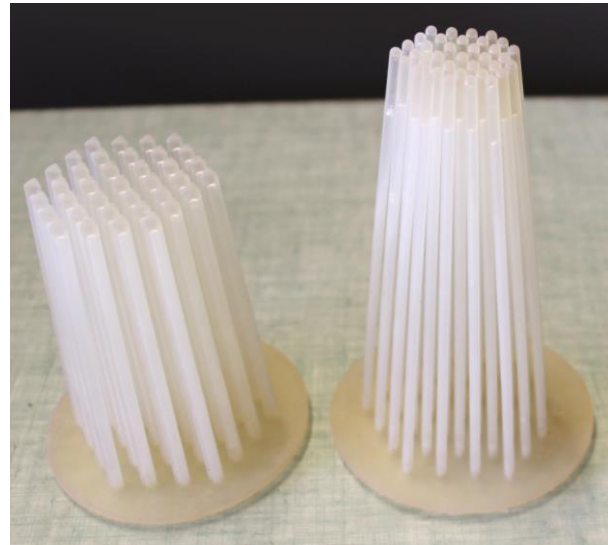


Figure VI-34 : Exemples de condenseurs fabriqués en SLA (n°2-4 à gauche et 2-1 à droite)

VI.2.2.1. b) Banc d'essais et caractérisation thermique

Le banc d'essais, présenté en détail dans le chapitre II, est inchangé. En effet, les deux prototypes peuvent y être installés indifféremment. La chambre de vapeur est testée avec du HFE-7100, préalablement dégazé dans l'enceinte dédiée. La quantité de liquide introduite à l'évaporateur lors du remplissage est inconnue car les plaques des condenseurs sont trop opaques pour pouvoir la visualiser. Le remplissage a toutefois peu d'influence sur les phénomènes au condenseur car les bulles formées lors de l'ébullition du HFE sont de petite taille, comme observé précédemment (section IV.3.1.1). De plus, le condenseur est plus éloigné de l'évaporateur que pour le premier prototype réalisé : la hauteur de la chambre de vapeur était d'environ 13 mm, contre 19 mm dans le cas présent.

Des fuites ont été mises en évidence, notamment au niveau du joint torique et ce, malgré le ponçage de chaque plaque de condenseur. Le taux de fuite est de l'ordre de 100 mg/j/bar. L'impact des gaz incondensables est minimisé en vidant et remplissant la chambre de vapeur chaque jour et en imposant des puissances relativement élevées. La différence de pression entre la chambre de vapeur et l'ambiance est ainsi réduite, de même que le volume occupé par les gaz incondensables présents dans l'enceinte.

Concernant la caractérisation thermique, le schéma électrique équivalent est toujours celui de la figure IV-6, reproduite ci-dessous. L'étude de la chambre de vapeur vide est disponible en annexe J. Elle permet de déterminer la résistance $R_{th,vide}$ et la puissance transférée directement par conduction (puis convection et rayonnement) à travers l'enveloppe de la chambre de vapeur, notée $\dot{Q}_{enveloppe}$. La résistance thermique à l'évaporateur est calculée par l'équation (II-8), tandis que les résistances de condensation, de conduction dans la paroi des tubes du condenseur et de convection au niveau des ailettes sont calculées de la même manière que dans la partie IV.2.2. En revanche, la température $T_{p,ext}$ ne correspond plus à la température moyenne dans la zone sans gaz incondensables, mais à la moyenne sur toute la hauteur des tubes. En effet, la zone occupée par les gaz incondensables au sein des condenseurs en PET était facilement identifiable et considérée adiabatique dans le chapitre IV. Pour les condenseurs fabriqués en SLA, en revanche, cette zone n'est généralement pas distinguable, notamment à cause de l'ennoisement des tubes (abordé plus loin) qui modifie l'allure des profils de température. Ainsi, $T_{p,ext}$ est calculée comme la température extérieure moyenne sur trois tubes (figure VI-36) en

considérant leur hauteur totale, de la même manière que dans le chapitre II. L'incertitude sur $T_{p,ext}$ s'élève à $\pm 3,9$ K. Elle est plus élevée que pour les condenseurs en PET testés dans les chapitres précédents à cause d'une inhomogénéité spatiale plus prononcée (fortes différences entre les tubes). De plus, les ailettes n'étant pas cylindriques ou parfaitement verticales, la paroi des tubes n'est pas forcément perpendiculaire à l'axe optique de la caméra infrarouge.

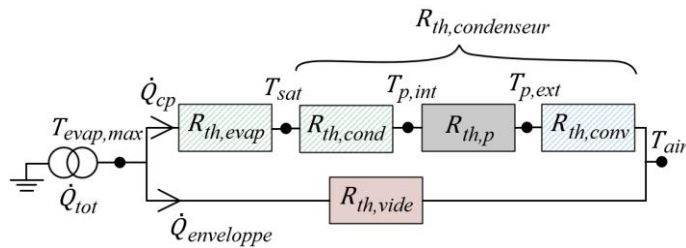


Figure VI-35 : Schéma électrique équivalent de la chambre de vapeur à ailettes creuses



Figure VI-36 : Image thermique infrarouge du condenseur n°2-4 ($\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 95/54$ W)

La résistance totale au condenseur, notée $R_{th,condenseur}$, est de nouveau utilisée afin de comparer les géométries de tubes en s'affranchissant des phénomènes et performances à l'évaporateur, fortement impactés par le taux de remplissage (inconnu) :

$$R_{th,condenseur} = R_{th,cond} + R_{th,p} + R_{th,conv} \quad (VI-2)$$

Les résistances thermiques de condensation, de convection et de conduction à travers la paroi des tubes sont indépendantes du remplissage, donc $R_{th,condenseur}$ l'est également. Ce paramètre dépend par contre de la température et de la vitesse de l'air de refroidissement. Celles-ci sont quasiment constantes d'un condenseur à l'autre : la température de l'air est maintenue à $22,5 \pm 1,5$ °C et sa vitesse est de l'ordre de 3,5 m/s en sortie de gaine. Lors des essais avec un condenseur donné, la température et la vitesse d'air réelles au niveau des tubes ne sont pas homogènes, notamment à cause de pertes de charge significatives liées à un espacement réduit entre les ailettes. Ainsi, le débit de condensat semble plus important dans les tubes proches de l'arrivée d'air, au niveau desquels la vitesse d'air et le coefficient d'échange en convection sont maximaux. Comme le placement des tubes est identique pour les condenseurs n°2-1 à 2-5, l'impact de cette inhomogénéité spatiale est comparable dans tous les cas. Le coefficient d'échange convectif moyen est quasiment identique pour les cinq condenseurs et a été estimé à environ 60 W/m².K. Pour la section triangulaire, le coefficient dépend de l'orientation des tubes [267]. Ceux-ci ont été placés tels que leur sommet soit face à l'arrivée d'air afin de favoriser les transferts par convection.

VI.2.2.2 Présentation et analyse des résultats

L'objectif des essais est d'identifier les limites de fonctionnement avec les différentes sections de tubes, c'est-à-dire la puissance maximale transférable pour un diamètre donné ou le diamètre minimal entraînant l'enneigement pour une puissance donnée. L'étude menée est donc davantage qualitative et phénoménologique que quantitative. Les points de données sont relativement peu nombreux, mais suffisants pour comparer les condenseurs entre eux et comprendre l'origine des limites de fonctionnement rencontrées.

VI.2.2.2. a) Performances thermiques des condenseurs

Les performances thermiques obtenues avec les différents condenseurs peuvent être comparées indépendamment du remplissage à l'évaporateur grâce au paramètre $R_{th,condenseur}$. Toutefois, les surfaces d'échange varient de manière significative d'un condenseur à l'autre. Les trois résistances composant $R_{th,condenseur}$ doivent donc être rapportées à leur surface d'échange respective pour étudier

spécifiquement l'effet de la section des tubes sur les performances. Un coefficient d'échange moyen équivalent est ainsi défini :

$$h_{equ} = \frac{1}{R_{th,cond} S_{cond} + R_{th,p} S_p + R_{th,conv} S_{conv}} \quad \text{avec} \quad S_p \approx \frac{S_{cond} + S_{conv}}{2} \quad (VI-3)$$

où S_{cond} et S_{conv} correspondent aux surfaces d'échange à l'intérieur et à l'extérieur des tubes données dans le tableau VI-4. Les coefficients d'échange équivalents sont présentés en fonction de la puissance totale transférée sur la figure VI-37a, pour les cinq condenseurs testés.

Les meilleurs résultats sont obtenus avec les ailettes de section triangulaire de diamètre 2 mm (condenseur 2-4). La puissance maximale transférée avec ce condenseur s'élève à 95 W. Celle-ci est limitée par la pression de saturation, qui doit rester inférieure à 1 bar. En effet, le système doit être en dépression pour une étanchéité satisfaisante. La pression maximale est atteinte dès 86 W pour le condenseur 2-2 (cercle, Ø 3 mm), qui est légèrement moins performant que le n°2-4 : le coefficient d'échange équivalent diminue d'environ 20 % pour une puissance comparable. Les tubes cannelés de diamètre 2 mm (condenseur 2-5) viennent en troisième position. Pour cette géométrie comme pour les tubes de section triangulaire de même diamètre, la performance décroît quand la puissance augmente. Le coefficient d'échange chute considérablement (-50 %) lorsque que \dot{Q}_{tot} passe de 40 à 50 W. En outre, la valeur mesurée à 50 W est surestimée car, la pression augmentant au-delà de 1 bar, le régime permanent n'a pas été atteint. Cela est indiqué sur la figure VI-37a par une flèche rouge descendante. Enfin, les condenseurs n°2-1 et 2-3 ne fonctionnent pas : les tubes sont totalement ennoyés quelle que soit la puissance, d'où des performances médiocres.

Les résultats peuvent également être présentés sous la forme d'un coefficient d'échange équivalent adimensionné (figure VI-37b) :

$$\frac{h_{equ}}{h_{conv}} = \frac{1}{(R_{th,cond} S_{cond} + R_{th,p} S_p + R_{th,conv} S_{conv}) h_{conv}} \quad \text{avec} \quad h_{conv} = \frac{1}{R_{th,conv} S_{conv}} \quad (VI-4)$$

Plus la valeur de ce paramètre se rapproche de l'unité, plus les transferts thermiques par convection sont limitants et plus la résistance de condensation est faible devant $R_{th,conv}$, jusqu'à devenir négligeable. Le positionnement des points de données sur la figure VI-37b est comparable à celui de la figure VI-37a car le coefficient d'échange convectif est quasiment identique pour les condenseurs n°2-1 à 2-5. La figure VI-37b n'apporte donc pas d'informations supplémentaires. Le coefficient d'échange équivalent adimensionné se révèle toutefois particulièrement pertinent pour comparer différents systèmes lorsque h_{conv} varie, comme nous le verrons par la suite.

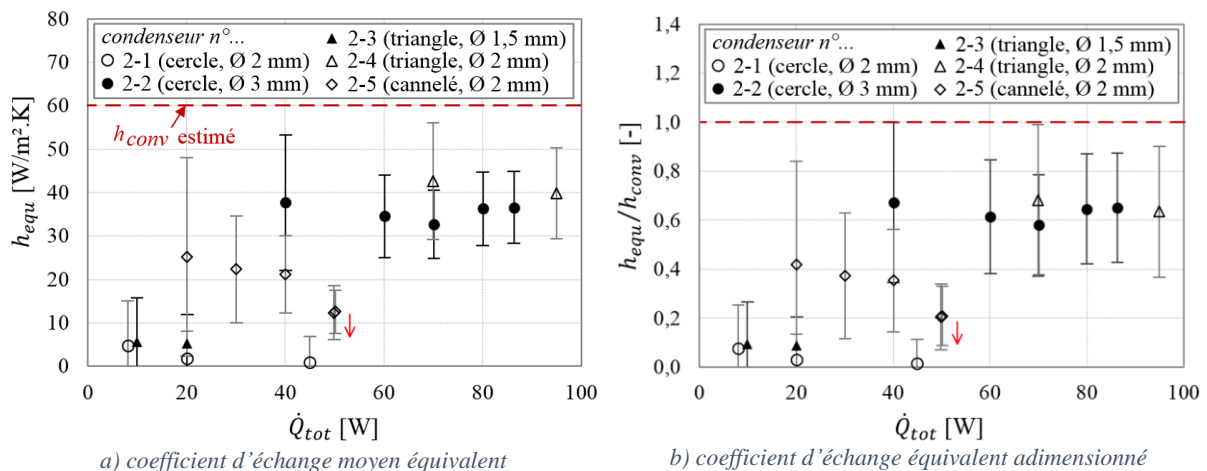


Figure VI-37 : Comparaison des performances au condenseur pour différentes géométries d'ailettes

Le blocage des condenseurs 2-1 et 2-3 est confirmé par le tableau VI-5, qui détaille les résultats obtenus pour la puissance maximale testée (notée en gras) avec chaque condenseur. Pour ces deux condenseurs, la résistance totale pour la chambre de vapeur chargée en HFE est très proche de la résistance à vide. De plus, la résistance de condensation est largement prépondérante devant la résistance

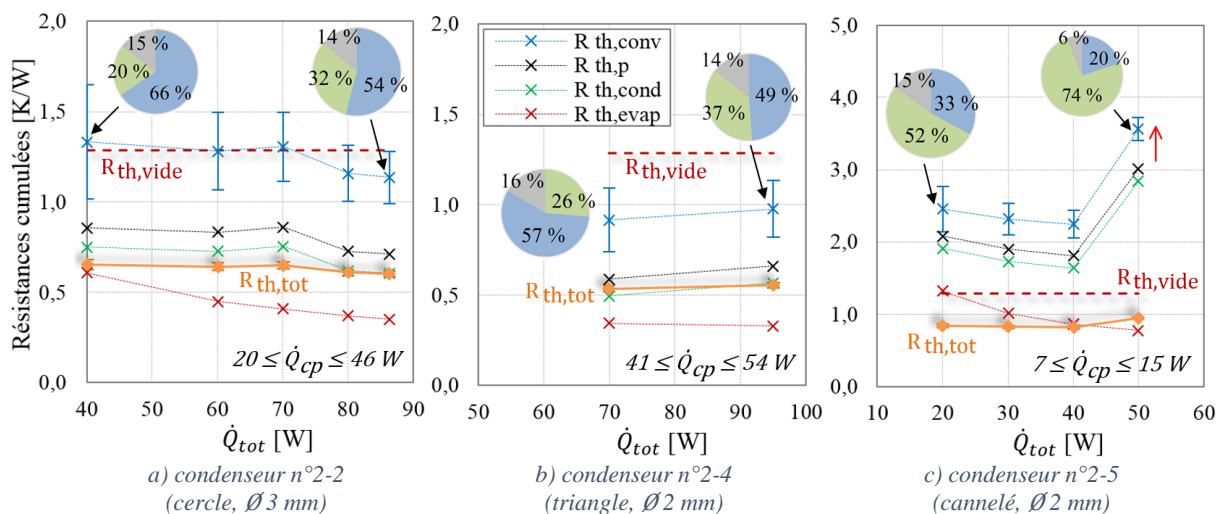
convective, d'où un rapport entre $R_{th,cond}$ et $R_{th,condenseur}$ proche de 100 %. Il en résulte un flux \dot{Q}_{cp} transféré par changement de phase quasiment négligeable en régime permanent. Pour les condenseurs n°2-2 et 2-4, qui sont les plus performants, la résistance totale à puissance maximale est divisée par deux par rapport aux cas précédents et $R_{th,cond}$ représente moins de 40 % de la résistance globale au condenseur. Pour les tubes de section triangulaire de diamètre 2 mm (condenseur 2-4), les meilleures performances ne sont pas obtenues pour la puissance maximale de 95 W. En effet, une résistance plus faible a été mesurée à 70 W. Les résultats correspondant à cette puissance optimale (parmi celles testées) ont donc été ajoutés au tableau VI-5. De même, pour les tubes cannelés (condenseur 2-5), la résistance totale minimale a été obtenue pour $\dot{Q}_{tot} = 40$ W, bien qu'une puissance supérieure ait été testée. Les résultats à 50 W sont donnés sous forme d'inégalités car le régime permanent n'a pas pu être atteint. Ils montrent que l'accroissement de la puissance entraîne une dégradation des performances, notamment à cause d'une augmentation de la part de la résistance de condensation.

Tableau VI-5 : Résultats expérimentaux pour la puissance maximale testée (et la puissance optimale si elle est inférieure)

Condenseur n°...	\dot{Q}_{tot} [W]	\dot{Q}_{cp} [W]	$R_{th,tot}$ [K/W]	$R_{th,tot}/R_{th,vide}$ [%]	$R_{th,cond}/R_{th,condenseur}$ [%]
2-1 (cercle, Ø 2 mm)	45 ± 2	1 ± 5	$1,26 \pm 0,04$	98	98
2-2 (cercle, Ø 3 mm)*	86 ± 2	46 ± 5	$0,60 \pm 0,02$	47	32
2-3 (triangle, Ø 1,5 mm)	20 ± 1	2 ± 2	$1,17 \pm 0,06$	91	96
2-4 (triangle, Ø 2 mm)*	95 ± 2	54 ± 11	$0,56 \pm 0,02$	43	37
	70 ± 2	41 ± 8	$0,53 \pm 0,02$	42	26
2-5 (cannelé, Ø 2 mm)	50 ± 2	< 13	> 0,94	> 74	> 74
	40 ± 2	15 ± 3	$0,82 \pm 0,03$	64	56

*puissance limitée par la pression de saturation (1 bar max.)

L'évolution et la part des différentes résistances thermiques est présentée sur la figure VI-38 en fonction de la puissance pour les trois condenseurs qui fonctionnent. Les résistances à l'évaporateur, de condensation, de la paroi et de convection sont *cumulées*. Les graphiques présentent également l'évolution de la résistance à vide (ligne en tirets rouges) et de la résistance totale du système $R_{th,tot}$, affichée en orange. La résistance à l'évaporateur $R_{th,evap}$ a été incluse dans les graphiques car celle-ci influence la résistance totale. La résistance $R_{th,evap}$ décroît quand le flux augmente, de la même manière qu'avec le premier prototype (partie IV.3.2). En effet, pour chaque condenseur, les essais ont été menés avec une charge constante en HFE. L'analyse portant principalement sur les performances au condenseur, les décompositions sous forme de diagrammes circulaires n'intègrent pas $R_{th,evap}$.



Les valeurs des résistances de conduction à travers la paroi et de convection sont quasiment indépendantes de la puissance, ce qui n'est pas le cas de $R_{th,cond}$. L'évolution de cette dernière dépend de la section transversale des tubes. Il est important de garder à l'esprit que l'incertitude sur $R_{th,cond}$ est élevée (de l'ordre de 50 %). La figure VI-38a montre que, pour le condenseur n°2-2, la résistance de condensation semble globalement croître avec la puissance. En outre, la part de $R_{th,cond}$ passe de 20 % pour $\dot{Q}_{tot} = 40$ W à 32 % pour 86 W. Le refroidissement par convection reste toutefois le phénomène limitant les transferts au condenseur. Il en est de même dans le cas du condenseur 2-4 (figure VI-38b), bien que les puissances mises en jeu soient plus élevées. Concernant le condenseur 2-5 avec la section cannelée (figure VI-38c), les différentes résistances sont bien plus importantes que dans les deux cas précédents, notamment en raison des faibles puissances transférées. De plus, la résistance de condensation est prépondérante pour tous les points de donnée réalisés. La valeur de $R_{th,cond}$ augmente légèrement entre 20 et 40 W (+10 à 20 % par tranche de 10 W), puis elle est plus que triplée en passant à 50 W. Cette hausse explique la chute du coefficient d'échange équivalent observée sur la figure VI-37.

Finalement, la section triangulaire de diamètre inscrit 2 mm est la plus performante, suivie de près par les tubes circulaires de diamètre 3 mm. Les tubes circulaires de diamètre 2 mm, quant à eux, ne fonctionnent pas, donc leurs performances sont très médiocres. Concernant la section cannelée, celle-ci a des performances intermédiaires. Pour rappel, son diamètre inscrit réel s'élève à 1,7 mm au lieu de 2 mm, ce qui altère vraisemblablement ses performances. Une diminution du diamètre à 1,5 mm a été tentée avec les triangles pour gagner en compacité (diamètre réel obtenu : 1,3 mm), mais cela entraîne le blocage du condenseur.

Ces résultats peuvent être expliqués par l'étude des phénomènes hydrodynamiques siégeant dans les ailettes creuses. Ces phénomènes ont notamment une influence sur l'évolution de la résistance thermique de condensation avec la puissance.

VI.2.2.2. b) Analyse phénoménologique

De la même manière que dans le chapitre IV, les nombres de Bond, Weber et Froude sont estimés afin d'identifier les mécanismes dont l'influence sur les régimes de fonctionnement est dominante. Les tubes n'étant pas tous cylindriques, le diamètre intérieur est remplacé par le diamètre hydraulique dans les équations (IV-7) à (IV-10). Celui-ci est défini tel que :

$$D_h = \frac{4A}{p_m} \quad (VI-5)$$

avec A la section de passage du tube et p_m le périmètre mouillé.

Pour les trois condenseurs qui fonctionnent, les points de donnée extrêmes (puissances minimale et maximale) ont été placés sur la figure VI-39. Ils sont tous dans le domaine où la gravité domine, même si la proximité de la zone « capillaire » suggère la présence de forces capillaires non négligeables.

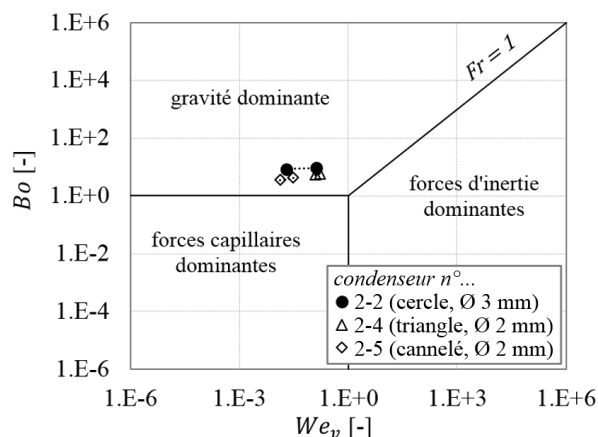


Figure VI-39 : Importance relative des effets inertiels, capillaires et gravitaires lors des essais réalisés

Les nombres de confinement au condenseur et à l'évaporateur ont également été calculés (tableau VI-6). La condensation est d'autant plus confinée que le diamètre des tubes est réduit. Le nombre Co_{cond} est donc minimal pour les tubes circulaires de diamètre 3 mm et maximal pour les tubes cannelés, dont le diamètre réel s'élève à 1,7 mm. À notre connaissance, la littérature ne fournit aucune référence en condensation à reflux permettant d'évaluer l'importance du confinement. En ébullition, en revanche, l'effet du confinement se manifeste si Co_{evap} est supérieur à environ 0,2 (voir partie IV.1). Dans le cas présent, l'ébullition n'est donc pas confinée et il n'y a pas d'interaction significative entre les phénomènes siégeant à l'évaporateur et au condenseur.

Tableau VI-6 : Importance relative des effets capillaires et gravitaires

Condenseur n°...	κ^{-1} [mm]	Bo [-]	Co_{cond} [-]	Co_{evap} [-]
2-2 (cercle, Ø 3 mm)	0,86-0,89	8,5-9,2	0,33-0,34	
2-4 (triangle, Ø 2 mm)	0,86-0,89	5,5-5,9	0,41-0,43	0,05
2-5 (cannelé, Ø 2 mm)	0,85-0,93	3,6-4,3	0,48-0,53	

Différents régimes de condensation ont été observés au sein des ailettes. Ils sont schématisés sur la figure VI-40 (qui n'est pas à l'échelle). Leur apparition dépend de la puissance transférée et, par hypothèse, du rapport entre deux débits : le débit de condensat \dot{m}_{cond} , qui augmente avec la puissance, et le débit maximal de liquide qui peut s'écouler vers le bas sous l'effet combiné des forces de gravité et de capillarité. Ce dernier est appelé $\dot{m}_{drainage,max}$ et dépend de la forme de la section. Il est équivalent au débit de condensat au moment de la transition entre la condensation en film et le régime « poches de vapeur ». Cette transition apparaît lors d'une augmentation progressive de la puissance et, ainsi, du débit de condensat. Si la puissance est faible, la condensation en film survient. On considère alors que $\dot{m}_{drainage,max} > \dot{m}_{cond}$ car la totalité du condensat formé parvient à s'écouler. Lorsque la puissance augmente, des poches de vapeur séparées par des bouchons de liquide apparaissent. Les deux débits sont alors approximativement égaux. Si la puissance est encore accrue, le liquide s'accumule progressivement à l'extrémité supérieure du tube car le débit de condensat est supérieur à $\dot{m}_{drainage,max}$. Cela aboutit plus ou moins rapidement à un ennoïement complet des ailettes, qui entraîne une augmentation de la résistance de condensation. Avant l'ennoïement, la condensation en « poches de vapeur » se manifeste de façon transitoire. Ce régime se traduit par l'apparition puis la disparition constante de poches de vapeur séparées par des bouchons de liquide. Les poches disparaissent progressivement car la vapeur se condense, mais de nouvelles sont sans cesse formées. Des poches de vapeur ont été photographiées au sein de tubes cannelés (condenseur 2-5) et sont montrées sur la figure VI-41. Leur taille diminue à mesure que la vapeur s'élève et se condense.

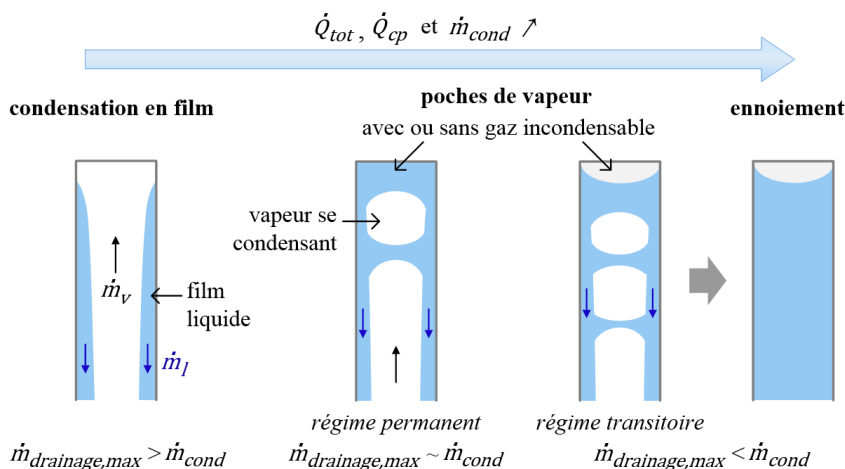
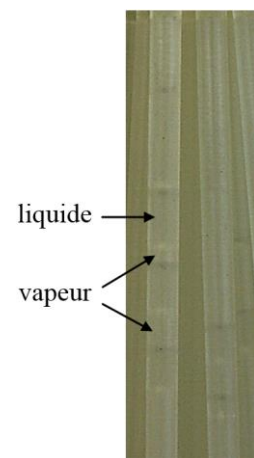


Figure VI-40 : Schéma des régimes de condensation observés selon la puissance transférée


 Figure VI-41 : Poches de vapeur dans un tube cannelé (condenseur n°2-5, $\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 20/7$ W)

Le tableau VI-7 synthétise les régimes de condensation observés pour chaque condenseur selon la puissance testée. Pour la section circulaire de diamètre 2 mm (condenseur 2-1), un ennoiemment complet des ailettes à partir de l'extrémité supérieure se produit pour toutes les puissances testées, même très faibles, ce qui explique les médiocres performances thermiques obtenues. L'augmentation du diamètre à 3 mm permet d'éviter ce phénomène. En effet, pour le condenseur n°2-2, la condensation en film a lieu jusqu'à la puissance maximale testée, s'élevant à 86 W et limitée par la pression de saturation dans l'encontre. Aucune poche de vapeur n'a été observée, sauf sur une rangée de tubes particulière. Après vérification, il s'avère que les tubes concernés ont un diamètre visiblement inférieur aux autres, du moins en entrée. L'augmentation de la résistance de condensation avec la puissance montrée sur la figure VI-38a s'explique probablement par un accroissement de l'épaisseur de film.

Tableau VI-7 : Régime de condensation observé pour chaque condenseur selon la puissance testée

Condenseur n°...	condensation en film	poches de vapeur	ennoiemment total	commentaire
2-1 (cercle, Ø 2 mm)	-	-	$\dot{Q}_{tot} = 8-45 \text{ W}$ $\dot{Q}_{cp} = 1 \text{ W}$	ennoiemment total en moins de 10 min à 20 W
2-2 (cercle, Ø 3 mm)*	$\dot{Q}_{tot} = 40-86 \text{ W}$ $\dot{Q}_{cp} = 20-46 \text{ W}$	-	-	
2-3 (triangle, Ø 1,5 mm)	-	-	10-20 W 1-2 W	formation de bouchons de liquide depuis la base
2-4 (triangle, Ø 2 mm)*	plus faibles puissances non testées	70-95 W 41-54 W	-	ennoiemment à 95 W ? (2h de fonctionnement)
2-5 (cannelé, Ø 2 mm)	plus faibles puissances non testées	20-40 W 7-15 W	50 W < 13 W	ennoiemment total en moins d'1h à 50 W

*puissance limitée par la pression de saturation (1 bar max.)

Les tubes du condenseur 2-3 sont complètement ennoyées, même à bas flux. Toutefois, dans ce cas, ils se remplissent progressivement de liquide à partir du bas. Il s'agit donc d'un mécanisme distinct de celui décrit plus haut et probablement lié à la formation de bouchons de liquide stables telle qu'observée dans le chapitre IV avec l'eau. En théorie, aucun bouchon de HFE stable ne peut exister car le fluide est parfaitement mouillant sur la paroi des tubes (pas d'hystérésis d'angle de contact). En pratique, l'extrémité inférieure du tube peut induire une hystérésis, favorisant ainsi la stabilité des bouchons. Si les bouchons formés par l'eau liquide montaient immédiatement vers le haut en raison de la différence de pression créée par la condensation, d'une part, et par la vapeur montante, d'autre part, ce n'est pas le cas des bouchons de HFE. En effet, la tension de surface du HFE étant plus faible que celle de l'eau, la vapeur parvient à remonter sous forme de bulles à travers un bouchon de liquide d'épaisseur réduite. Les bouchons restent donc à la base des tubes et voient leur volume augmenter progressivement car ils bloquent l'écoulement du condensat vers l'évaporateur. Il en résulte au final un blocage de la chambre de vapeur et une performance fortement dégradée.

Concernant les tubes de section triangulaire de diamètre 2 mm, un régime de condensation en « poches de vapeur » se manifeste pour les deux puissances testées, qui sont relativement importantes. La chambre de vapeur est restée en fonctionnement à 95 W pendant 2 h. Sur cette durée, aucune augmentation significative de la quantité de condensat dans les tubes n'a été observée, mais il est possible que l'accumulation se produise très lentement. Déterminer précisément la puissance de transition entre la condensation en « poche de vapeur » et l'ennoiemment nécessiterait des essais de plus longue durée. L'interprétation des résultats obtenus pour les tubes cannelés (condenseur 2-5) exige la même prudence. Un ennoiemment total a lieu en moins d'une heure pour $\dot{Q}_{tot} = 50 \text{ W}$. Les puissances inférieures sont placées en régime « poches de vapeur », mais rien ne dit que l'ennoiemment ne serait pas observé après quelques dizaines d'heures à 30 ou 40 W. Lors de la condensation en poches de vapeur, comme lors de la condensation en film, la résistance $R_{th,cond}$ augmente avec la puissance car la présence d'une quantité croissante de condensat dans les ailettes dégrade les transferts thermiques. Dans le cas du condenseur 2-5, cette résistance est prépondérante pour tous les flux testés (figure VI-38c), peut-être car quelques tubes sont ennoyés dès 20 W. L'ennoiemment total observé à 50 W explique l'élévation brusque de $R_{th,cond}$ sur la figure VI-38c.

Comme la température et la vitesse de l'air de refroidissement varient selon la position du tube considéré, la vitesse d'ennoiement n'est pas homogène au sein des condenseurs. Le débit de condensat semble plus important dans les tubes proches de l'arrivée d'air, qui sont ennoyés plus rapidement et à plus basse puissance. Cela se remarque sur les visualisations par caméra infrarouge, notamment pour le condenseur à tubes cannelés (figure VI-42). Les tubes partiellement ou complètement ennoyés deviennent plus froids que les autres et apparaissent en bleu. Ils sont de plus en plus nombreux quand la puissance augmente. Les tubes les plus chauds et les plus efficaces en termes de transfert thermique par condensation sont situés sur la gauche des images, dans la zone la plus éloignée de l'arrivée d'air.

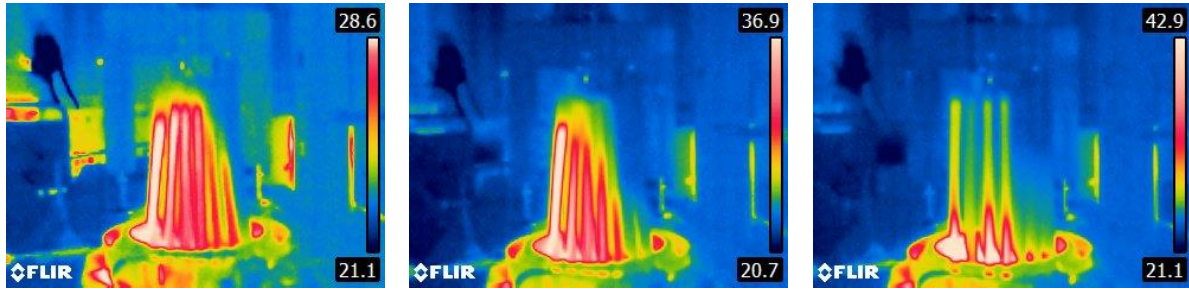


Figure VI-42 : Images infrarouges du condenseur n°2-5 (cannelé, \varnothing 2 mm) pour $\dot{Q}_{tot} = 20$; 40 et 50 W, de gauche à droite

Finalement, d'après l'étude phénoménologique, le débit maximum de liquide qui peut s'écouler vers le bas sous l'effet combiné des forces de gravité et de capillarité est un paramètre primordial. Il dépend de la puissance transférée, qui agit sur les contraintes interfaciales et, surtout, de la section transversale des tubes. Plus ce débit est élevé, plus les poches de vapeur et le phénomène d'ennoiement apparaissent pour des puissances importantes. Le débit $\dot{m}_{drainage,max}$ est minimal dans les tubes circulaires, dont le diamètre inscrit doit être supérieur à 2 mm pour éviter l'ennoiement total dès $\dot{Q}_{tot} = 10$ W. Pour ce diamètre de 2 mm, l'utilisation d'une section cannelée permet d'augmenter $\dot{m}_{drainage,max}$ grâce à la présence de rainures drainantes, repoussant la limite d'ennoiement à environ 40-50 W. La puissance limite est encore repoussée si la section est triangulaire : l'ennoiement n'apparaît pas jusqu'à $\dot{Q}_{tot} = 95$ W. L'impact du drainage capillaire sur la condensation est donc maximal dans les tubes de section triangulaire, qui se révèlent les plus performants.

Cette conclusion est toutefois à relativiser car le diamètre inscrit réel de la section cannelée s'élève à 1,7 mm au lieu de 2 mm (voir tableau VI-4). De plus, les performances relatives des différents condenseurs sont surprenantes au regard des résultats obtenus en l'absence de condensation dans la partie VI.2.1, selon lesquels la section cannelée serait plus favorable au drainage que la section triangulaire. Faire le lien entre les deux études se révèle délicat car, malgré l'objectif de reproduire les sections testées dans la partie VI.2.1 à l'identique, les ailettes des condenseurs ont une géométrie relativement différente, en particulier s'agissant de la section cannelée. En outre, la vitesse de drainage mesurée sans condensation et à l'horizontale ne reflète probablement pas l'efficacité réelle du drainage au sein des ailettes de la chambre de vapeur.

L'optimisation des performances d'un condenseur à ailettes creuses nécessite de connaître le diamètre critique en-deçà duquel l'ennoiement apparaît pour chaque section. Il est alors possible d'adapter le pavage pour multiplier les tubes et ainsi augmenter les transferts par convection, qui sont limitants en l'absence d'ennoiement. En fonctionnant avec du HFE-7100, le diamètre minimal s'élève à 3 mm pour les tubes circulaires et à 2 mm pour la section triangulaire, la plus performante en condensation parmi les formes testées. Cette dernière présente également la meilleure compacité. Le gain obtenu en convection grâce à une modification de la section transversale reste toutefois modeste. Pour un espacement fixé à 2 mm, la surface d'échange spécifique maximale augmente d'environ 15 % en utilisant les tubes de section triangulaire plutôt que circulaire. La forme des ailettes influence également le coefficient d'échange convectif mais, avec les faibles vitesses d'air mises en jeu, cet effet est a priori négligeable [267].

Pour finir, des bouchons stables de HFE se sont formés depuis la base des tubes pour une section triangulaire de diamètre 1,5 mm. Il existe donc, comme pour l'eau, un diamètre limite en-deçà duquel

la formation de bouchons à la base entraîne le blocage du condenseur et ce, malgré le drainage capillaire dans les angles. Une nouvelle approche a donc été envisagée afin de déstabiliser les bouchons et d'intensifier les transferts par condensation. Il s'agit de l'interconnexion entre les tubes du condenseur.

VI.2.2.3 Condenseurs à tubes interconnectés

L'interconnexion des tubes au condenseur modifie le sens d'écoulement de la vapeur dans certains tubes, ce qui impacte l'équilibre des bouchons de liquide et le drainage. Des chemins d'écoulement préférentiels apparaissent pour la vapeur et pour le condensat. En outre, l'interconnexion permet d'homogénéiser la température entre les tubes, comme montré par Jengsooksawat *et al.* [28], et d'empêcher l'accumulation des gaz incondensables potentiellement présents dans l'enceinte à l'extrémité supérieure des ailettes, réduisant ainsi leur impact sur les performances thermiques.

Deux études [27-28] portant sur des chambres de vapeur à ailettes interconnectées ont été citées dans le chapitre I. Elles montrent que, par rapport à une chambre de vapeur sans ailettes, la puissance maximale augmente et les performances s'améliorent en présence des ailettes, notamment grâce à l'augmentation de la surface d'échange convective. Cependant, l'effet des interconnexions n'est pas spécifiquement quantifié et aucune visualisation n'a pu être réalisée. En outre, le diamètre interne des ailettes, compris entre 5 et 9,5 mm, est supérieur à ceux testés dans le présent chapitre.

Les condenseurs à ailettes interconnectées étudiés dans le cadre de cette thèse ont été fabriqués avant les essais sur les condenseurs à tubes indépendants présentés dans la partie VI.2.2.2. Des tubes circulaires de diamètre inscrit 2 mm ont été choisis. D'après les résultats précédents, cette section mène à un ennoisement rapide des ailettes. Ce phénomène ne sera pourtant pas observé lorsque les tubes sont interconnectés. En effet, les trois condenseurs présentés par la suite fonctionnent avec du HFE-7100 et, de manière encore plus surprenante, avec de l'eau.

VI.2.2.3. a) Présentation des condenseurs

La figure VI-43 présente les différents condenseurs conçus avec interconnexions. Leurs spécifications sont détaillées dans le tableau VI-3. Deux concepts d'interconnexion différents ont été testés : une structure architecturée de type lattice (condenseur 2-6), avec des tubes interconnectés de même diamètre, et une structure nommée « araignée » (condenseurs 2-7 et 2-8), dans laquelle un large tube central est relié à son sommet à plusieurs tubes de diamètre inférieur. Dans le second cas, l'objectif est de permettre à la vapeur de monter préférentiellement par le tube central tandis que le liquide descend au sein des tubes périphériques.

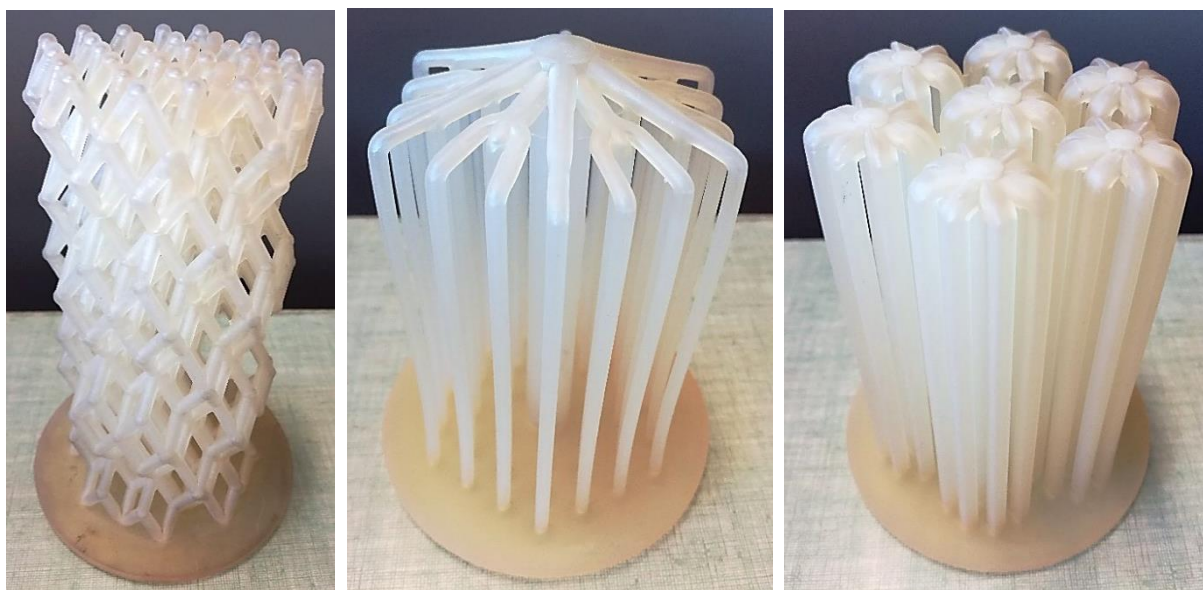


Figure VI-43 : Photographies des condenseurs avec interconnexions testés (de gauche à droite : n°2-6, 2-7 et 2-8)

Le condenseur lattice comporte uniquement des tubes de section circulaire dont le diamètre inscrit est d'environ 2 mm. Comme précédemment, les données entre parenthèses dans le tableau correspondent à l'objectif fixé lors de la fabrication. Les valeurs réelles obtenues peuvent être légèrement différentes. Pour les condenseurs n°2-7 et 2-8, la géométrie des tubes centraux se distingue de celle des tubes périphériques : la première est spécifiée sur la gauche de chaque colonne et la seconde, sur la droite. Les tubes périphériques ont tous un diamètre inscrit fixé à 2 mm. Ils sont circulaires et au nombre de 36 pour le condenseur 2-7. Tous sont reliés à un unique tube circulaire de diamètre 11 mm. Le condenseur 2-8, quant à lui, comporte sept tubes centraux cylindriques de diamètre 5,5 mm, chacun étant relié à son sommet à huit tubes périphériques de section triangulaire. Ce dernier couple donc le principe des interconnexions en « araignée » avec la modification de la section des tubes. L'ensemble des ailettes est opérationnel, sauf pour le condenseur lattice, qui présente quelques bouchons de résine. Aucun des trois condenseurs n'a été endommagé lors du transport ou du ponçage : les interconnexions permettent de solidifier la structure comparativement aux condenseurs à ailettes non-interconnectées.

Tableau VI-8 : Spécifications des condenseurs réalisés en SLA avec des ailettes interconnectées

Numéro prototype-condenseur	2-6	2-7		2-8	
type d'interconnexions	lattice	araignée		araignées multiples	
forme de la section des ailettes	circulaire	circulaire	circulaire	circulaire	triangulaire
diamètre inscrit [mm]	1,7 (2,0)	10,6 (11,0)	1,6 (2,0)	5,6 (5,5)	1,8 (2,0)*
épaisseur de la paroi [mm]	1,0 (0,8)		0,8		0,8
nombre d'ailettes opérationnelles	-	1	36	7	56
hauteur utile des ailettes [cm]	~ 13		~ 10		~ 10,5
section de passage estimée [mm ²]	2,3	88,3	2,0	24,6	4,4
périmètre mouillé estimé [mm]	5,3	33,3	5,0	17,6	9,4
surface d'échange à l'extérieur des ailettes (convection) [cm ²]	787 ± 160		426 ± 60		1 084 ± 60
surface d'échange à l'intérieur des ailettes (condensation) [cm ²]	530 ± 130		291 ± 90		854 ± 150

*évasement en sortie (diamètre inscrit = 2,5 mm)

VI.2.2.3. b) Performances thermiques des condenseurs

Dans un premier temps, les essais ont été menés avec du HFE-7100. Le coefficient d'échange équivalent obtenu pour chaque condenseur via l'équation (VI-3) est présenté en fonction de la puissance totale sur la figure VI-44a. Le coefficient d'échange adimensionné (équation (VI-4)) est quant à lui introduit sur la figure VI-44b. Plus la valeur de ce paramètre se rapproche de l'unité, plus les transferts thermiques par condensation sont efficaces et la convection limitante. Les condenseurs à ailettes interconnectées (symboles pleins) sont comparés aux condenseurs non-interconnectés qui fonctionnent. Dans les trois cas, la puissance transférée est limitée par la pression de saturation (1 bar maximum).

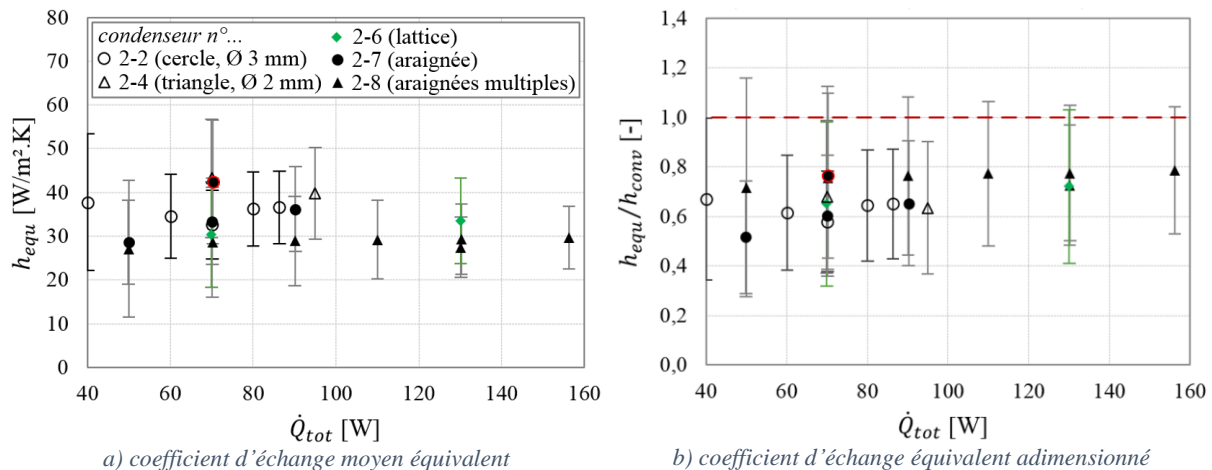


Figure VI-44 : Comparaison des performances des condenseurs à tubes interconnectés et non-interconnectés

La puissance totale maximale pour le condenseur lattice s'élève à 130 W. Celle-ci est bien supérieure à celle transférée par les condenseurs à ailettes non-interconnectées n°2-2 et 2-4, grâce à une augmentation de la surface d'échange. Sur la figure VI-44a, les performances du condenseur lattice semblent légèrement inférieures à celles des condenseurs 2-2 et 2-4. Toutefois, le coefficient d'échange convectif, qui s'élève à environ $60 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ pour ces derniers, est significativement réduit dans le cas du condenseur lattice en raison de pertes de charge importantes. En effet, la vitesse de l'air de refroidissement en sortie de gaine est constante, mais les pertes de charge dépendent de la configuration des ailettes. Pour le condenseur lattice, h_{conv} est estimé expérimentalement à environ $45 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ d'après la résistance convective mesurée et en connaissant la surface d'échange. Comme le coefficient d'échange équivalent adimensionné prend en compte cette réduction des transferts convectifs, la figure VI-44b permet une comparaison plus pertinente. Relativement à l'efficacité du refroidissement externe, les performances du condenseur lattice sont alors comparables à celles des condenseurs à ailettes non-interconnectées, voire un peu meilleures. De plus, ses performances augmentent légèrement avec la puissance.

Concernant le condenseur « araignée » (n°2-7), sa surface d'échange est proche de celle des condenseurs non-interconnectés, d'où une puissance maximale transférée quasiment identique. Dans ce cas, le coefficient d'échange convectif est de l'ordre de $55 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$. Les performances du condenseur « araignée » augmentent significativement avec la puissance. D'abord inférieures à celles des condenseurs 2-2 et 2-4, elles deviennent comparables à forte puissance, d'après la figure VI-44b.

Enfin, le condenseur 2-8 « araignées multiples » possède la surface d'échange la plus importante car le pavage des tubes a été optimisé, avec un espacement d'environ 3 mm. Ainsi, malgré des pertes de charge très importantes et un coefficient d'échange convectif estimé à $38 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, la puissance transférée avoisine les 160 W. Le coefficient d'échange équivalent obtenu avec le condenseur « araignées multiples » paraît assez faible sur la figure VI-44a mais, lorsque la réduction de h_{conv} est prise en compte (figure VI-44b), celui-ci s'avère plus performant que les autres. Ses performances semblent en outre quasiment indépendantes de la puissance transférée. Les incertitudes sont relativement élevées, notamment sur la figure VI-44b, mais les mesures sont reproductibles.

Lors des essais, le remplissage est inconnu à cause de l'opacité de la plaque des condenseurs, mais il est sans effet sur la résistance thermique au condenseur, en tout cas pour les tubes non-interconnectés. Pour le condenseur 2-7 « araignée », en revanche, deux remplissages différents ont été testés et le coefficient d'échange équivalent est significativement amélioré par une réduction du remplissage. En effet, le point dont la bordure est rouge sur la figure VI-44 correspond à un remplissage inférieur aux trois autres mesures réalisées. Dans le cas des condenseurs à ailettes interconnectées, le remplissage impacte donc les performances au condenseur dans une certaine mesure. Des essais complémentaires sont nécessaires afin de quantifier cet impact.

Il est important de souligner le fait que le condenseur à tubes circulaires non-interconnectés de diamètre 2 mm (n°2-1) était complètement ennoyé lors des essais précédents, même à basse puissance. Ce n'est pas le cas des condenseurs lattice et « araignée », alors que la section transversale des tubes est identique. En outre, à 95 W, les tubes triangulaires simples de diamètre 2 mm étaient proches de l'ennoiement. Pour les condenseurs à ailettes interconnectées, en revanche, aucune limite de fonctionnement liée aux phénomènes hydrodynamiques n'a été atteinte (voir partie VI.2.2.3c). Les interconnexions permettent donc de retarder l'ennoiement lors des essais avec du HFE-7100.

Suite à ces résultats prometteurs, les condenseurs à tubes interconnectés ont été testés avec de l'eau. De façon inespérée, ils n'ont pas été ennoyés ni envahis de bouchons de liquide, malgré un diamètre inscrit d'environ 2 mm (sauf pour les tubes centraux plus larges des condenseurs 2-7 et 2-8). Dans ces conditions, le condenseur n°2-4 avec des tubes de section triangulaire non-interconnectés est rapidement ennoyé. Les performances sont détaillées ci-dessous, tandis que l'analyse phénoménologique fait l'objet de la partie suivante.

Les coefficients d'échange équivalents obtenus avec l'eau et le HFE-7100 sont comparés sur la figure VI-45. De nouveau, la puissance transférée est limitée par la pression de saturation dans tous les cas. Toutefois, les propriétés de l'eau permettent de monter plus haut en température et en puissance

qu'avec le HFE. La figure VI-45a montre que les coefficients d'échange équivalents sont globalement plus faibles avec l'eau, malgré une condensation en gouttes en raison de son caractère non mouillant. Cela est lié à une rétention de liquide plus importante, comme expliqué plus loin. Les coefficients augmentent fortement avec la puissance pour le condenseur « araignée ». Pour les deux autres condenseurs, l'influence de la puissance est moins significative. Avec l'eau comme fluide caloporteur, les coefficients semblent décroître avant d'augmenter pour les condenseurs 2-6 et 2-8. Cette tendance se retrouve sur la figure VI-45b, qui présente les coefficients adimensionnés. Comme précédemment, malgré les incertitudes élevées, la reproductibilité des mesures a permis de confirmer les tendances observées. En prenant en compte la valeur estimée de h_{conv} dans chaque cas, la performance avec l'eau est moins bonne qu'avec le HFE pour les condenseurs lattice et « araignée ». En revanche, les performances sont comparables dans le cas du condenseur 2-8.

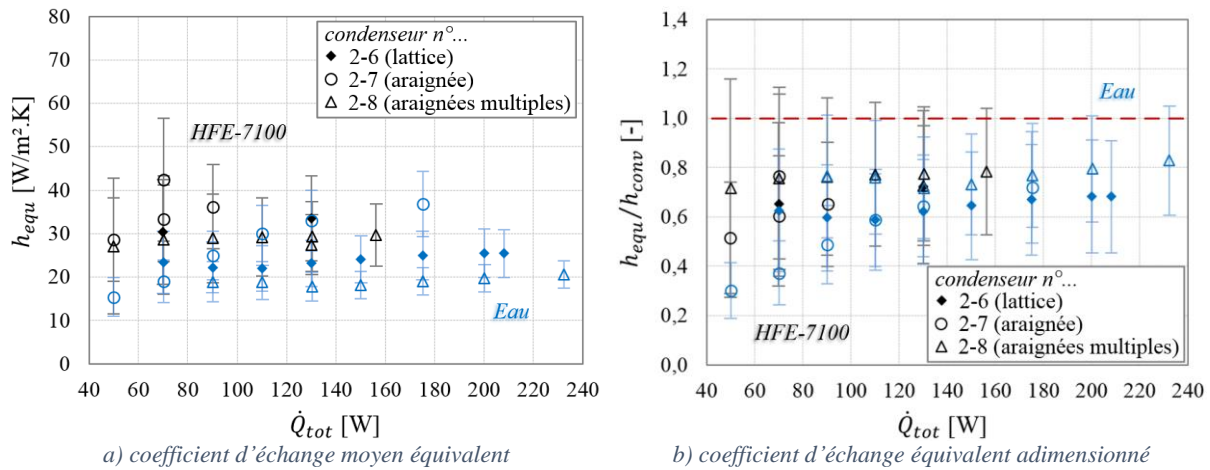


Figure VI-45 : Comparaison des performances des condenseurs à tubes interconnectés chargés en eau et en HFE-7100

Les puissances maximales testées avec le HFE et l'eau, et la performance globale correspondante dans chaque cas sont synthétisées dans le tableau VI-9. Que la chambre de vapeur soit chargée en HFE ou en eau, la résistance totale la plus faible est obtenue avec le condenseur 2-8, et la plus élevée avec le n°2-7. Ces résultats sont cohérents avec les puissances transférées et avec les surfaces d'échange des condenseurs, bien que les coefficients d'échange convectif varient. En effet, la surface d'échange est maximale pour le condenseur 2-8 et minimale pour le n°2-7. Enfin, d'après la dernière colonne du tableau, la part de la résistance de condensation n'est jamais prépondérante dans la résistance totale au condenseur à puissance maximale. Les transferts par convection sont donc limitants à chaque fois.

Tableau VI-9 : Résultats expérimentaux pour la puissance maximale testée (correspondant aux meilleures performances)

Condenseur n°...	\dot{Q}_{tot} [W]	\dot{Q}_{cp} [W]	$R_{th,tot}$ [K/W]	$R_{th,tot}/R_{th,vide}$ [%]	$R_{th,cond}/R_{th,condenseur}$ [%]
<i>HFE-7100</i>					
2-6 (lattice)*	130 ± 3	84 ± 6	0,46 ± 0,02	36	19
2-7 (araignée)*	90 ± 2	50 ± 9	0,57 ± 0,02	44	23
2-8 (araignées multiples)*	156 ± 3	108 ± 13	0,40 ± 0,02	31	13
<i>Eau</i>					
2-6 (lattice)*	208 ± 4	134 ± 9	0,45 ± 0,02	35	30
2-7 (araignée)*	175 ± 4	107 ± 8	0,50 ± 0,02	39	21
2-8 (araignées multiples)*	232 ± 5	158 ± 16	0,41 ± 0,02	32	22

*puissance limitée par la pression de saturation (1 bar max.)

L'évolution et la part des différentes résistances thermiques est présentée sur la figure VI-46 pour le HFE et sur la figure VI-47 pour l'eau. Dans tous les cas, la résistance à l'évaporateur $R_{th,evap}$ décroît quand la puissance augmente pour un remplissage fixé, et est plus faible avec l'eau qu'avec le HFE. Comme précédemment, les résistances de convection et de conduction à travers la paroi sont quasiment indépendantes de la puissance.

Pour les essais au HFE, la figure VI-46 montre que la résistance de condensation décroît quand la puissance augmente, ce qui n'était pas le cas avec les tubes simples. Cette décroissance, particulièrement visible pour le condenseur « araignée » (figure VI-46b) car la valeur de $R_{th,cond}$ y est la plus élevée, est liée aux phénomènes hydrodynamiques et sera expliquée par la suite. Sa proportion au sein de la résistance $R_{th,condenseur}$ passe de 36 % pour une puissance de 50 W à 23 % pour 90 W. La valeur et la part de la résistance de condensation sont les plus réduites pour le condenseur 2-8 (figure VI-46c). Pour la puissance maximale de 156 W, $R_{th,cond}$ s'élève à $0,04 \pm 0,06$ K/W et représente seulement 13 % de la résistance au condenseur. La résistance de convection est également la plus faible pour le condenseur 2-8 grâce une surface d'échange maximisée et ce, malgré l'augmentation des pertes de charge réduisant la vitesse d'air. La valeur de $R_{th,conv}$ est de $0,24 \pm 0,05$ K/W.

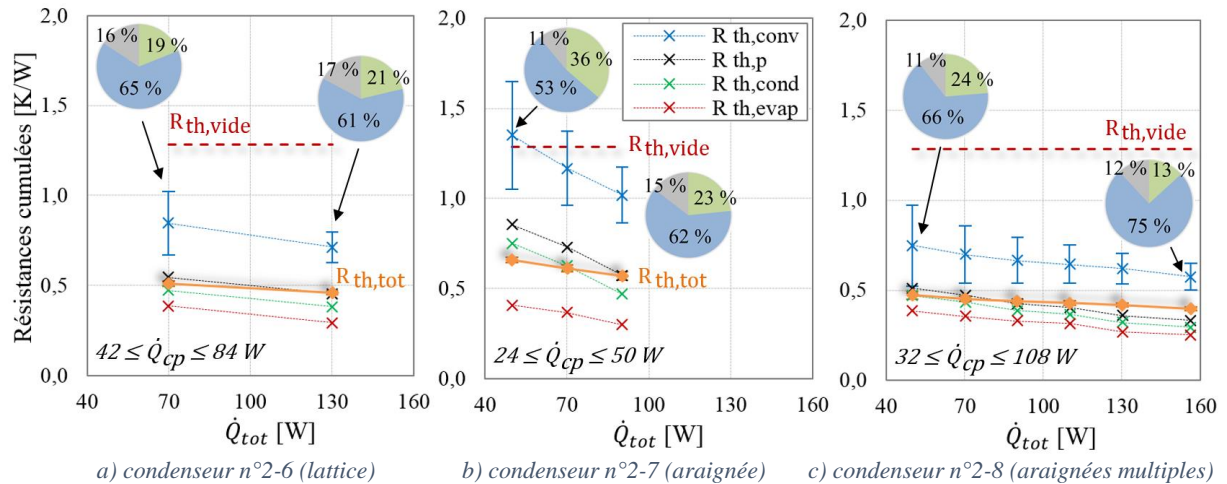


Figure VI-46 : Évolution de la décomposition de $R_{th,condenseur}$ et des résistances $R_{th,tot}$ et $R_{th,wide}$ en fonction de la puissance totale transférée avec du HFE-7100

Pour les essais à l'eau, la résistance de condensation est globalement plus importante qu'avec le HFE. L'évolution de $R_{th,cond}$ est similaire pour les condenseurs 2-6 et 2-8 (figures VI-47a et VI-47c) : elle augmente légèrement quand la puissance augmente avant de décroître, mais varie finalement assez peu. La résistance de condensation est toujours minimale pour le condenseur 2-8 : pour la puissance maximale de 232 W, $R_{th,cond}$ s'élève à $0,11 \pm 0,05$ K/W et représente 22 % de la résistance au condenseur. Les transferts par convection sont limitants quelle que soit la puissance pour les condenseurs 2-6 et 2-8. En revanche, pour le condenseur « araignée » (figures VI-47b), la résistance de condensation est prépondérante à bas flux, puis diminue fortement quand \dot{Q}_{tot} augmente.

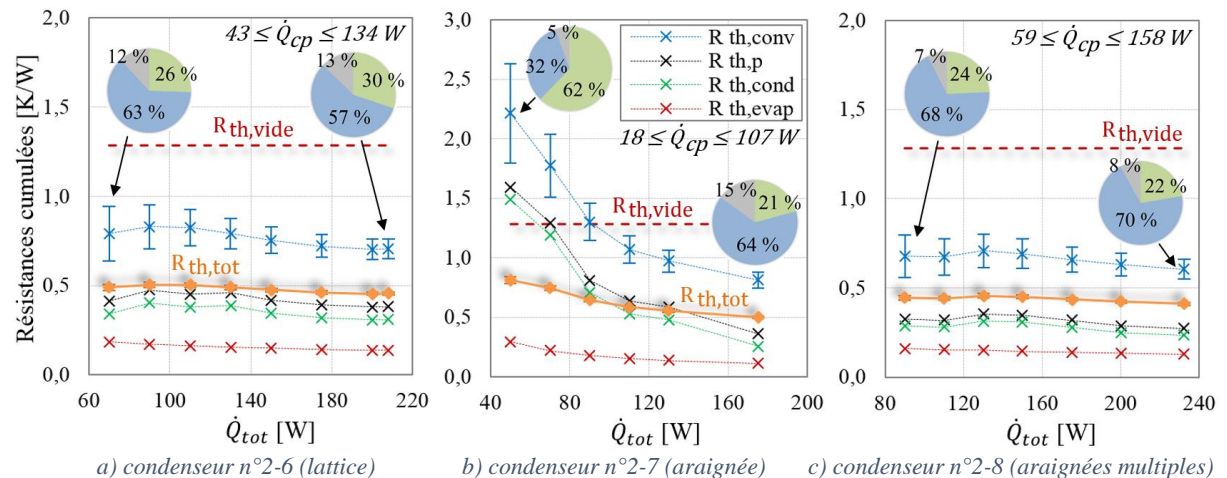


Figure VI-47 : Évolution de la décomposition de $R_{th,condenseur}$ et des résistances $R_{th,tot}$ et $R_{th,wide}$ en fonction de la puissance totale transférée avec de l'eau

VI.2.2.3. c) Analyse phénoménologique

La pression étant limitée à 1 bar dans l'enceinte de la chambre de vapeur, les essais expérimentaux n'ont pas permis d'atteindre les limites de fonctionnement des condenseurs à ailettes interconnectées en termes de phénomènes hydrodynamiques, que ce soit avec le HFE ou l'eau.

La figure VI-48 permet de visualiser les effets dont l'influence sur les phénomènes hydrodynamiques est dominante, grâce aux nombres de Bond, Weber et Froude. Le calcul du nombre de Weber est délicat pour le condenseur lattice car la section de passage totale varie avec la hauteur en fonction des jonctions et des séparations de tubes. La section de passage minimale se trouve à l'entrée des tubes, où les forces d'inertie sont les plus importantes. Ces forces peuvent devenir localement dominantes lors des essais avec le HFE, d'où des points situés très proches de la zone « inertielle » sur la figure VI-48. Pour les deux condenseurs « araignée », les valeurs obtenues pour les tubes centraux (marques de données remplies) et périphériques (marques sans remplissage) sont distinguées. Le diamètre des premiers étant supérieur, l'effet de la gravité y est plus important que dans les tubes périphériques. Finalement, pour les essais avec le HFE-7100, tous les points se situent dans la zone où la gravité domine, ce qui n'est pas le cas avec l'eau du fait de sa tension superficielle particulièrement élevée. En effet, les forces capillaires sont prépondérantes au sein des tubes périphériques.

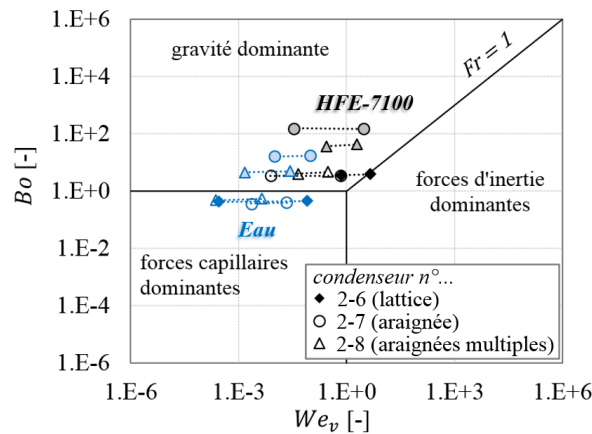


Figure VI-48 : Importance relative des effets inertiels, capillaires et gravitaires lors des essais réalisés

Les observations précédentes sont confirmées par les nombres Bo et Co_{cond} donnés dans le tableau VI-10. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux tubes centraux des condenseurs « araignée ». Du côté de l'évaporateur, le nombre de confinement est inférieur à 0,2 avec le HFE et l'eau, donc l'ébullition n'est pas confinée.

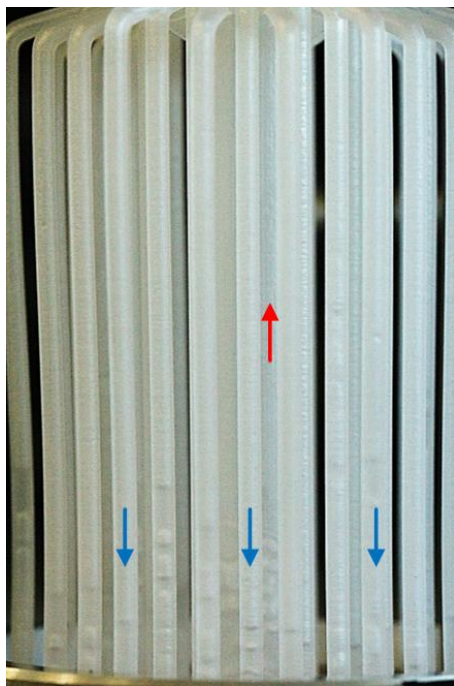
Tableau VI-10 : Importance relative des effets capillaires et gravitaires pour les condenseurs à tubes interconnectés

Fluide	Condenseur n°...	κ^{-1} [mm]	Bo [-]	Co_{cond} [-]	Co_{evap} [-]
HFE-7100	2-6 (lattice)		3,6-3,9	0,50-0,53	
	2-7 (araignée)	0,85-0,92	3,2-3,5 (140-154)	0,53-0,56 (0,08)	0,05
	2-8 (araignées multiples)		4,0-4,7 (37-43)	0,46-0,50 (0,16)	
Eau	2-6 (lattice)		0,43-0,46	1,5	
	2-7 (araignée)	2,51-2,64	0,37-0,41 (16-18)	1,6 (0,24)	0,14
	2-8 (araignées multiples)		0,49-0,54 (4,5-5,0)	1,4 (0,46)	

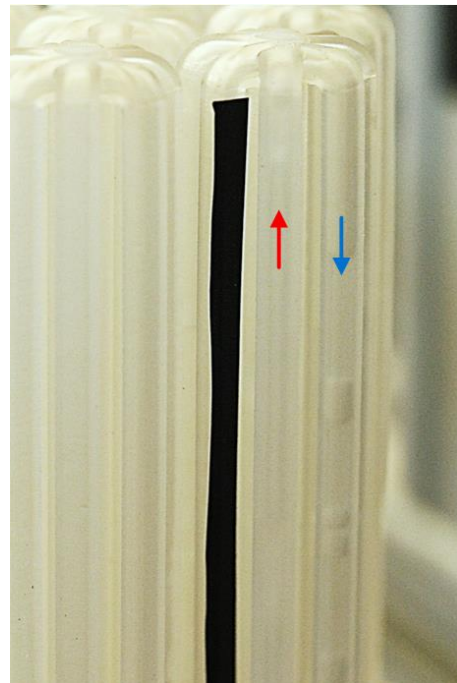
Lors des essais au HFE au sein du condenseur lattice, la condensation se fait principalement en film. Quelques bouchons de liquide instables et oscillants apparaissent près de la base des tubes, mais il n'y a aucune accumulation de liquide dans les ailettes. Des gouttes de condensat émergent en permanence à l'extrémité des tubes et retombent à l'évaporateur. Par comparaison, le condenseur à tubes non-interconnectés dont la section est identique à ceux du condenseur lattice (n°2-1) est complètement ennoyé dès 8 W. Le principe des interconnexions semble donc pertinent pour retarder l'ennoyement des ailettes : grâce à elles, l'ennoyement apparaît à plus forte puissance et / ou plus petit diamètre. D'après la littérature (section VI.1.3.3), l'inclinaison des tubes a peut-être également un effet favorable.

Concernant le condenseur n°2-7 « araignée », la vapeur s'élève par le tube central tandis que le condensat s'écoule le long de la paroi du tube central et, surtout, par les tubes périphériques sous forme de bouchons de liquide oscillants. Les oscillations sont quasiment inexistantes au sein de ce condenseur avec l'eau. Elles sont probablement permises par l'absence d'hystérésis d'angle de contact pour le HFE. Les bouchons de liquide sont plus nombreux quand la puissance augmente. Il est possible que leurs oscillations entraînent un amincissement local du film : cela expliquerait la diminution de la résistance $R_{th,cond}$ avec l'augmentation de la puissance observée sur la figure VI-46b. Quoiqu'il en soit, l'accumulation de liquide dans les tubes périphériques reste bien moindre que celle observée au sein de la chambre de vapeur chargée en eau, comme nous le verrons par la suite, d'où de meilleures performances avec le HFE (figure VI-45). Une image du condenseur 2-7 en fonctionnement est présentée sur la figure VI-49a. Pour la puissance maximale testée ($\dot{Q}_{tot} = 90$ W), une petite quantité de liquide s'accumule en bas du tube central sur quelques centimètres, car son écoulement est retardé par l'ascension de la vapeur. Cet effet disparaît progressivement quand la puissance diminue. Enfin, les différents phénomènes décrits semblent dépendre du remplissage. Des essais complémentaires sont requis afin d'étudier en détail l'influence de ce dernier.

Lors des essais au HFE au sein du condenseur « araignées multiples », aucun phénomène hydrodynamique particulier n'est visible à basse puissance, hormis l'émergence de gouttes de condensat à l'extrémité des tubes. À partir de 130 W, des bouchons de liquide oscillants apparaissent à la base de certains tubes périphériques, dont la section transversale est triangulaire. Pour $\dot{Q}_{tot} = 156$ W, un phénomène d'entraînement se manifeste au sein de l'une des « araignées » : du condensat se formant sur la paroi du tube central est projeté jusqu'à son extrémité supérieure par la vapeur qui s'y élève à grande vitesse. Cette zone du condenseur est partiellement ennoyée mais son fonctionnement n'est pas interrompu car, grâce aux interconnexions, le liquide parvient à s'écouler dans les tubes périphériques. L'amplitude des oscillations des bouchons de HFE est relativement importante par rapport à la hauteur des tubes. Le sens d'écoulement peut même s'inverser dans certains tubes périphériques. La vapeur s'y élève alors et un écoulement annulaire est visible (figure VI-49b).



a) condenseur n°2-7 ($\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 90 / 50$ W)



b) condenseur n°2-8 ($\dot{Q}_{tot}/\dot{Q}_{cp} = 156 / 108$ W)

Figure VI-49 : Photographies des condenseurs à tubes interconnectés chargés en HFE-7100

Les phénomènes hydrodynamiques les plus remarquables ont lieu lorsque la chambre de vapeur est chargée en eau. Les trois condenseurs à interconnexions testés ont fonctionné lors des essais à l'eau, malgré la formation de nombreux bouchons de liquide. Ce n'est pas le cas des condenseurs dont les

tubes sont indépendants, au sein desquels la condensation est rapidement bloquée. Les interconnexions permettent donc de déstabiliser les bouchons de liquide de manière plus efficace qu'une simple modification de la forme de la section transversale des tubes.

Lors des essais à l'eau, le condenseur lattice est partiellement ennoyé dès $\dot{Q}_{tot} = 70$ W. En effet, du liquide semble s'accumuler jusqu'en haut du condenseur. Toutefois, la vapeur parvient à monter dans certaines ailettes et, au vu des images infrarouges et des gouttes de condensat sortant de la base des tubes, le condenseur fonctionne. À 70 W, la vapeur s'élève jusqu'en haut dans la plupart des tubes, ce qui n'est plus le cas entre 90 et 130 W. Dans cet intervalle, la vapeur monte par à-coups et il y a davantage de zones sans mouvements, peut-être en raison d'un débit de condensat plus important qui ne parvient pas à s'écouler. Pourtant, le condenseur n'est pas ennoyé après 3 h de fonctionnement à ces puissances, et il est possible d'augmenter encore le flux de chaleur transféré. Lorsque celui-ci est compris entre 150 W et 208 W, les zones sans mouvements sont progressivement moins nombreuses et la vapeur s'élève davantage à mesure que \dot{Q}_{tot} augmente. Ces observations semblent cohérentes avec l'évolution de la résistance de condensation sur la figure VI-47a, qui croît entre 70 et 90 W puis décroît lentement entre 130 et 200 W.

Les phénomènes hydrodynamiques siégeant dans les condenseurs « araignées » (2-7 et 2-8) sont relativement similaires : la vapeur s'élève par les tubes centraux, tandis que le condensat s'écoule par les tubes périphériques, comme avec le HFE. Au sein du condenseur 2-7, la vapeur commence à se condenser dès son arrivée dans le tube central et, par moment, le liquide est entraîné par la vapeur jusqu'à l'extrémité supérieure du tube avant de s'écouler par les tubes périphériques. Ce phénomène apparaît dès 50 W, puissance minimale testée. Ensuite, lorsque \dot{Q}_{tot} augmente, le condensat formé dans le tube central est projeté vers le haut et dans les tubes périphériques par à-coups de plus en plus violents et fréquents. Le même phénomène est observé au sein du condenseur 2-8 « araignées multiples » pour toutes les puissances testées. Concernant les tubes périphériques, le condensat s'y accumule sous forme de bouchons de liquide d'autant plus rapidement que le flux de chaleur augmente. Les bouchons chutent de façon intermittente sous l'effet de la gravité, en tout cas dans le condenseur n°2-7. Dans le condenseur 2-8, ils descendent globalement mais oscillent beaucoup. En outre, les tubes périphériques du condenseur 2-8 ont une section triangulaire : les bouchons sont ainsi rapidement drainés vers l'extrémité inférieure et occupent moins de place que dans le condenseur 2-7, comme montré sur la figure VI-50. L'une des sept « araignées » a toutefois été complètement ennoyée dès 90 W. Il s'agit de

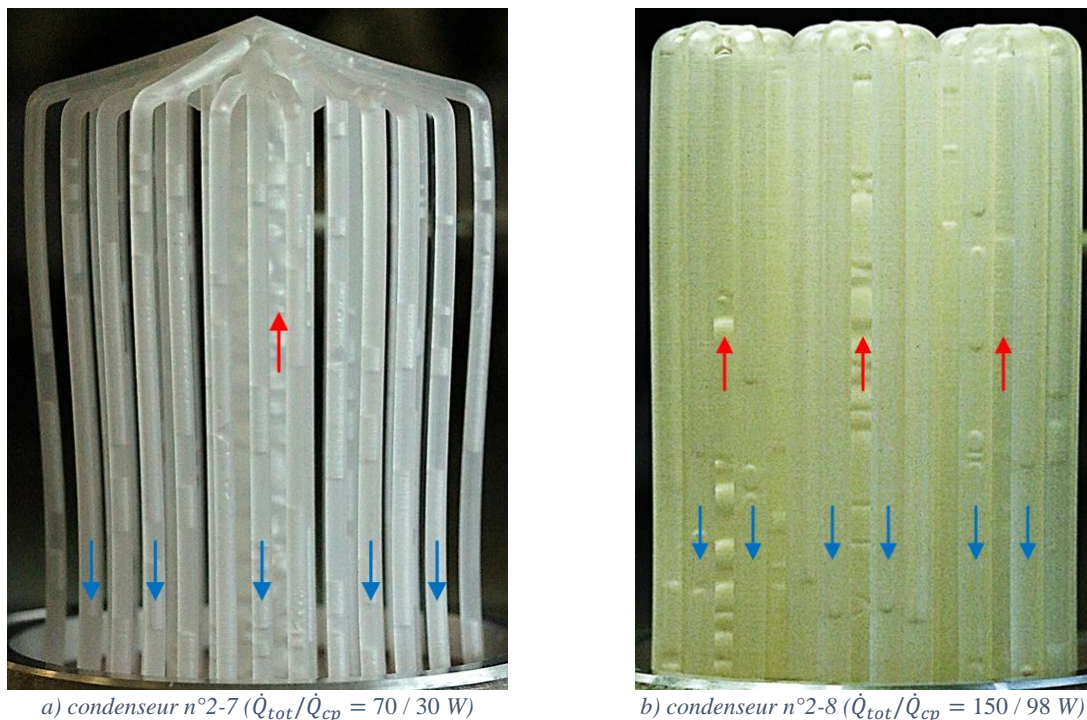


Figure VI-50 : Photographies des condenseurs à tubes interconnectés chargés en eau

la plus proche de l'arrivée d'air. Malgré cela, le condenseur 2-8 reste le plus performant. La résistance thermique du condenseur 2-7, quant à elle, est dégradée par la grande quantité de liquide présente dans les tubes périphériques. Toutefois, $R_{th,cond}$ diminue quand la puissance augmente (figures VI-47b) car les bouchons de liquide tombent alors plus régulièrement.

VI.3. Conclusions

Lors de la condensation dans un tube en l'absence de bouchons de liquide, quatre mécanismes agissent sur l'épaisseur du film de condensat et le régime d'écoulement qui vont, à leur tour, influencer les performances thermiques. Ces mécanismes sont la gravité, le drainage capillaire, la viscosité et les contraintes interfaciales. Le choix de la géométrie du tube, notamment de la section transversale, est particulièrement complexe car il s'agit d'un problème couplé : la géométrie optimale dépend du (ou des) mécanisme(s) dont l'influence est dominante sur les caractéristiques du film, mais la géométrie elle-même a une incidence sur l'importance relative de ces mécanismes, de même que les conditions expérimentales. Ainsi, d'après la littérature, l'effet de la géométrie sur le coefficient d'échange moyen est difficilement prévisible, d'où la nécessité d'une optimisation au cas par cas par la modélisation ou grâce à des essais expérimentaux.

Dans un premier temps, des essais en l'absence de condensation ont permis de comparer la vitesse de drainage du HFE-7100 dans des tubes horizontaux de différentes sections transversales. Parmi les six formes testées, la section cannelée est apparue comme la plus favorable au drainage, suivie par la section triangulaire. Ces deux géométries ont donc été sélectionnées pour la suite des essais, réalisés au sein de condenseurs à ailettes en fonctionnement.

Plusieurs condenseurs de caloduc avec des ailettes de différentes sections transversales (circulaire, triangulaire et cannelée) ont été fabriqués par stéréolithographie et montés à tour de rôle sur le même évaporateur en cuivre. Malheureusement, les géométries réalisées sont relativement différentes des précédentes, en particulier s'agissant de la section cannelée dont les dimensions sont plus faibles. Pour cette raison, faire le lien entre les résultats des études sans et avec condensation se révèle délicat. Il serait pertinent de réitérer les essais de drainage en utilisant directement les tubes des condenseurs, mais cela n'a pas été fait par manque de temps.

Lorsque la chambre de vapeur est chargée en HFE-7100, différents régimes de fonctionnement apparaissent au sein des ailettes selon l'équilibre entre le débit de condensat, augmentant avec la puissance, et le débit maximal de liquide qui peut s'écouler vers le bas sous l'effet combiné des forces de gravité et de capillarité. Ce dernier dépend fortement de la section transversale des tubes. Il s'agit d'un paramètre primordial car, plus il est élevé, plus le phénomène d'ennoiement des ailettes se manifeste pour des puissances importantes. Comme l'ennoiement dégrade les performances thermiques de façon significative, un débit de drainage élevé est souhaitable. Pour des ailettes de diamètre inscrit 2 mm, ce débit est maximal lorsque la section est triangulaire, intermédiaire pour une section cannelée, et minimal dans les tubes circulaires. Pour cette raison, les tubes circulaires de diamètre 2 mm sont rapidement ennoyés, même à très faible puissance, et ont une performance médiocre. Les tubes de section triangulaire, quant à eux, permettent de transférer une puissance allant jusqu'à 95 W sans être ennoyés. Leurs performances en condensation sont comparables à celles de tubes circulaires de diamètre 3 mm. Si leur diamètre inscrit est réduit à 1,5 mm, des bouchons stables de HFE se forment depuis la base des tubes et entraînent le blocage du condenseur malgré le drainage capillaire dans les angles.

Finalement, l'utilisation de tubes de section triangulaire semble intéressante pour optimiser les performances d'un condenseur à ailettes creuses en l'absence de bouchons de liquide, car la limite d'ennoiement y apparaît à plus forte puissance et / ou plus petit diamètre que pour les autres sections testées. En effet, l'optimisation nécessite une augmentation de la surface d'échange pour les transferts convectifs via la multiplication de tubes de diamètre réduit, tout en évitant le phénomène d'ennoiement. Les triangles présentent aussi l'avantage de permettre la réalisation d'un pavage parfait, contrairement aux sections circulaire et cannelée. Le gain obtenu en convection reste toutefois modeste : pour un

espacement fixé à 2 mm, la surface d'échange spécifique maximale augmente d'environ 15 % en utilisant des tubes de section triangulaire plutôt que circulaire.

En dernier lieu, trois condenseurs avec des ailettes interconnectées ont été testés. Ce type de configuration innovante a pour objectif d'intensifier les transferts par condensation en l'absence de bouchons de liquide grâce à l'apparition de chemins d'écoulement préférentiels pour la vapeur et pour le condensat. Lors des essais au HFE, ces condenseurs se sont effectivement révélés plus performants que les condenseurs à tubes non-interconnectés pour une surface d'échange et un coefficient d'échange convectif donnés. De plus, grâce aux interconnexions, l'envolement se manifeste à plus forte puissance et / ou plus petit diamètre. Par ailleurs, les interconnexions ont un impact sur l'équilibre des bouchons de liquide lorsqu'ils existent. En effet, les condenseurs à ailettes interconnectées ont été testés avec de l'eau comme fluide caloporteur. De façon inespérée et contrairement aux condenseurs dont les tubes sont indépendants, ils fonctionnent malgré la formation de bouchons de liquide. Les interconnexions permettent donc de déstabiliser les bouchons de liquide de manière plus efficace qu'une simple modification de la forme de la section transversale des tubes. Les deux approches peuvent aussi être couplées pour aboutir à de meilleures performances. La pression étant limitée à 1 bar dans l'enceinte de la chambre de vapeur, les essais expérimentaux n'ont pas permis d'atteindre les limites de fonctionnement des condenseurs à ailettes interconnectées en termes de phénomènes hydrodynamiques, que ce soit avec le HFE ou l'eau. Les puissances maximales transférées s'élèvent respectivement à 156 W et 232 W, avec une résistance thermique totale de l'ordre de 0,4 K/W.

Conclusions et perspectives

Les chambres de vapeur sont des systèmes de refroidissement passifs performants et largement utilisés dans le domaine de l'électronique. Elles sont traditionnellement associées à un dissipateur à ailettes métallique refroidi par convection naturelle ou forcée. Dans le cadre de cette thèse et du projet CAPIT4L dans lequel elle s'inscrit, une configuration innovante permettant un gain en performance et un allègement du système est étudiée : il s'agit d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées. L'objectif principal de la thèse est de contribuer à la compréhension des phénomènes de condensation siégeant dans ce type de systèmes, notamment grâce à des visualisations. En effet, l'état de l'art soulève des questions concernant ces phénomènes, qui n'ont jamais été observés à notre connaissance, et révèle des lacunes dans la compréhension des mécanismes siégeant au sein de ces ailettes creuses.

Dans un premier temps, une chambre de vapeur constituée d'un évaporateur en cuivre et d'un condenseur transparent en polymère à ailettes a été conçue, puis caractérisée avec du n-pentane comme fluide de travail. Le polyéthylène téréphtalate (PET) a été choisi pour la réalisation des ailettes creuses, de hauteur 135 mm et de diamètre intérieur et extérieur 5,3 mm et 5,9 mm, respectivement. Une plaque en polycarbonate leur sert de support. Le condenseur est refroidi par une circulation d'air, dont la vitesse s'élève à environ 3,5 m/s. Comme les polymères sont des isolants thermiques, un condenseur en aluminium de géométrie similaire a été fabriqué afin d'étudier l'influence de la conductivité thermique du matériau. Les résultats expérimentaux montrent que les performances des condenseurs en polymère et en aluminium sont quasiment similaires car la résistance convective liée au refroidissement par air est prépondérante dans les deux cas. Par conséquent, le matériau polymère, initialement choisi pour sa transparence, se révèle intéressant pour l'allègement du système dans le contexte d'une application où le dispositif serait embarqué.

L'effet de la présence de gaz incondensables dans la chambre de vapeur a également été étudié. Les gaz incondensables peuvent détériorer le transfert de chaleur par condensation en s'accumulant dans les ailettes et, ainsi, réduire la durée de vie du système. Prédire leur impact sur les performances thermiques et son évolution dans le temps est donc primordial. D'après les résultats expérimentaux, la présence de gaz incondensables dégrade les performances du condenseur en polymère de façon prononcée, en particulier à faible puissance. En outre, la hauteur affectée par les gaz incondensables au sein des ailettes en polymère est identifiable à partir de leur profil de température extérieure, mesuré au moyen d'une caméra infrarouge, ce qui n'est pas le cas avec les ailettes en aluminium. La conduction thermique axiale influence donc potentiellement la répartition des gaz incondensables à l'intérieur des ailettes. Pour le condenseur en aluminium, l'impact sur les performances thermiques n'est pas discernable à partir des données expérimentales disponibles.

Suite à l'étude expérimentale, un modèle numérique de condensation en film à l'intérieur d'un tube vertical a été développé afin de mieux comprendre l'effet des gaz incondensables dans les condenseurs à ailettes creuses. Le modèle combine les phénomènes hydrodynamiques, la diffusion de masse dans la direction longitudinale et la conduction thermique 2D dans la paroi. Un accord satisfaisant est obtenu entre les profils expérimentaux de température de paroi extérieure des ailettes et les prédictions du modèle. Une analyse paramétrique a ensuite été menée, montrant que le volume occupé et l'impact des gaz incondensables sur la résistance thermique augmentent avec la conductivité thermique de la paroi. Autrement dit, un condenseur en aluminium, bien qu'il soit plus performant qu'un condenseur en polymère en l'absence de gaz incondensables, est aussi plus sensible à leur présence, et les différences entre les deux condenseurs sont d'autant plus importantes que le refroidissement externe est efficace. Les exigences en termes d'étanchéité, généralement critiques pour la conception et la fabrication des caloducs, pourraient donc être assouplies lorsque l'utilisation de polymère est envisagée pour une application donnée.

Comme le refroidissement par convection forcée limite les performances de la chambre de vapeur à ailettes creuses, une réduction du diamètre des tubes est suggérée pour optimiser son

dimensionnement. Toutefois, dans la recherche d'une meilleure efficacité du refroidissement externe, les phénomènes ayant lieu à l'intérieur des ailettes creuses ne doivent pas être omis. En effet, la réduction du diamètre des tubes entraîne une augmentation de l'impact des forces capillaires par rapport aux forces gravitaires et, potentiellement, une accumulation de liquide au condenseur. Ce phénomène a été observé dans des thermosiphons transparents de petit diamètre, mais jamais dans des chambres de vapeur à ailettes creuses, bien que certains auteurs le mentionnent pour expliquer les résultats obtenus. Ainsi, dans le cadre de cette thèse, trois condenseurs transparents en polymère avec des ailettes de différents diamètres intérieurs (5,3 mm, 7,6 mm et 10,7 mm) ont été testés, afin de visualiser les phénomènes hydrodynamiques qui se manifestent en fonction du niveau de confinement et du fluide utilisé.

Pour le n-pentane et le HFE-7100, le fonctionnement est relativement stable et aucune accumulation de liquide n'est observée dans les ailettes. Les deux fluides étant très mouillants sur la paroi en polymère, la condensation en film se produit. De plus, l'ébullition a peu d'influence au condenseur car les bulles formées sont de petite taille.

Lorsque la chambre de vapeur est chargée à l'eau, en revanche, la condensation en gouttes a lieu et des bouchons de liquide se forment dans les ailettes. En effet, parmi les trois fluides testés, l'eau présente la longueur capillaire la plus importante, donc le niveau de confinement le plus élevé. Les bouchons de liquide sont d'autant plus stables que le diamètre des tubes est réduit. Ils peuvent se former sous l'effet d'instabilités capillaires dans les plus petits tubes ou bien, pour les trois diamètres testés, en raison d'interactions avec l'évaporateur : l'ébullition confinée de l'eau à basse pression provoque un « effet geyser » projetant du liquide dans les tubes du condenseur. La présence de bouchons instables au condenseur diminue sa surface d'échange effective et augmente la résistance thermique de convection déjà prépondérante. Si les bouchons sont stables et envahissent complètement les tubes sans jamais retomber à l'évaporateur, comme cela a été observé pour un diamètre de 5,3 mm, la résistance de condensation devient limitante et les performances globales sont significativement dégradées.

Il y a donc un compromis à trouver entre l'optimisation des performances en convection et le maintien d'un régime de condensation qui n'empêche pas le bon fonctionnement du système. La détermination du diamètre minimal à partir duquel les bouchons sont stables est cruciale pour un dimensionnement pertinent. Ce diamètre dépend des propriétés du fluide utilisé et du matériau de la paroi des ailettes.

Différentes pistes ont été explorées afin de déstabiliser les bouchons de liquide et permettre une réduction de diamètre supplémentaire avant le blocage de la condensation dans les ailettes. Pour un fluide donné, la stabilité d'un bouchon de liquide dans un tube en régime quasi-statique dépend de la différence de courbure entre les ménisques inférieure et supérieure, elle-même influencée par plusieurs phénomènes et paramètres interdépendants : l'hystérésis d'angle de contact, dont l'effet est stabilisant, la géométrie du tube et, si celui-ci présente des angles, le drainage capillaire dans les angles, qui déstabilise les ménisques. L'influence de la section transversale des tubes sur la stabilité des bouchons de liquide en l'absence de drainage a été étudiée numériquement et expérimentalement.

Un modèle numérique développé en utilisant le logiciel Surface Evolver a permis de caractériser l'effet direct de la section transversale sur la différence de courbure, donc sur la stabilité. Des sections polygonales régulières (cercle, hexagone régulier, carré et triangle équilatéral) ont été modélisées dans un premier temps. Les résultats montrent que, pour une hystérésis d'angle de contact donnée, la stabilité d'un bouchon de liquide est équivalente dans toutes ces sections lorsque leur diamètre inscrit est identique, comme cela a été mis en évidence dans la littérature. Concernant les sections cannelées étudiées dans un second temps, la stabilité des bouchons n'y est pas prédite par le diamètre inscrit, mais par un diamètre équivalent qui dépend du nombre de cannelures et du facteur de forme. Une comparaison entre toutes les sections a été réalisée en considérant la stabilité des bouchons de liquide, mais également la compacité des tubes. Cette dernière est en effet primordiale dans l'optique d'optimiser la convection externe en augmentant le nombre de tubes. Du fait de leur manque de compacité, les tubes cannelés constituent un moins bon compromis entre stabilité et surface d'échange pour la convection externe qu'un tube cylindrique, lui-même moins intéressant qu'un tube de section triangulaire, carrée ou hexagonale. Ces trois dernières sections ont en effet l'avantage de permettre un pavage parfait. La

conclusion précédente serait peut-être à nuancer pour des tubes à faible nombre de cannelures, pour lesquels la comparaison n'est pas évidente car le pavage optimal est compliqué à déterminer.

L'étude expérimentale examine, quant à elle, l'influence indirecte de la section transversale sur la stabilité des bouchons de liquide via l'hystérésis d'angle de contact et ce, indépendamment de son influence sur la différence de courbure. Pour cela, des tubes ouverts de sections polygonale régulière et cannelée ont été réalisés en fabrication additive par stéréolithographie d'une résine polymère. Lors des essais visant à quantifier l'hystérésis, un index d'eau distillée est placé dans le tube testé, qui est progressivement penché jusqu'à ce que le liquide se déplace. Les résultats montrent que, parmi les sections polygonales régulières testées (cercle, hexagone, carrée et triangle), l'hystérésis croît avec le nombre de côtés, donc la stabilité également : elle est minimale pour une section triangulaire et maximale au sein de la section circulaire. Concernant les tubes à six cannelures testés, l'hystérésis est comparable à celle mesurée dans une section circulaire.

Finalement, en régime quasi-statique, la section triangulaire se révèle la plus intéressante pour réduire la stabilité des bouchons de liquide tout en optimisant la convection externe.

En régime dynamique, le drainage du condensat vers l'évaporateur peut prévenir l'apparition de bouchons de liquide et réduire l'épaisseur de film à l'intérieur des ailettes creuses, ce qui améliore les transferts thermiques lors de la condensation. Pour les fluides parfaitement mouillants, il n'y a pas d'hystérésis d'angle de contact, or ce phénomène est nécessaire au maintien d'un bouchon en équilibre. Dans ce cas, la réduction du diamètre des ailettes est limitée uniquement par le débit de drainage maximal, qui doit être supérieur au débit de condensation pour éviter l'engorgement des tubes dans un condenseur en fonctionnement. Or, le débit de drainage maximal, qui correspond au débit de liquide qui peut s'écouler vers le bas sous l'effet combiné des forces de gravité et de capillarité, dépend fortement de la section transversale des tubes. Plusieurs condenseurs avec des ailettes de différentes sections transversales (circulaire, triangulaire et cannelée) ont été fabriqués par stéréolithographie d'une résine polymère et testés avec la chambre de vapeur chargé en HFE-7100, parfaitement mouillant sur la paroi interne des ailettes. D'après les résultats obtenus, la présence d'angles ou de rainures longitudinales dans les ailettes permet une augmentation du débit de drainage. Ainsi, les tubes circulaires de diamètre intérieur 1,8 mm ont une performance médiocre car ils sont rapidement engorgés à basse puissance. L'utilisation de tubes cannelés de diamètre inscrit 1,7 mm permet de repousser la limite d'engorgement à environ 50 W, tandis que l'engorgement n'apparaît pas jusqu'à 95 W au sein de tubes de section triangulaire de diamètre inscrit 2,0 mm. Les essais ont également montré que des tubes circulaires de diamètre intérieur 2,6 mm fonctionnent, contrairement à des tubes de sections triangulaire de diamètre inscrit 1,3 mm. Finalement, dans les conditions de l'étude, le diamètre inscrit minimal est de l'ordre de 2,5 mm avec des tubes cylindriques et d'environ 2 mm pour les sections triangulaire et cannelée. En choisissant la section triangulaire, qui permet de réaliser un pavage parfait, le gain réalisable sur la surface d'échange convective reste donc modeste : il est de l'ordre de 15 % par rapport aux tubes cylindriques.

Enfin, trois condenseurs à tubes interconnectés ont été testés avec du HFE-7100. Ils ont de meilleures performances que les condenseurs précédents et, grâce aux interconnexions, l'engorgement se manifeste à plus forte puissance et / ou plus petit diamètre. Par ailleurs, de façon inespérée et contrairement aux condenseurs dont les tubes sont indépendants, les condenseurs à tubes interconnectés fonctionnent avec de l'eau malgré la formation de bouchons de liquide. Les interconnexions permettent donc de déstabiliser les bouchons de liquide de manière plus efficace qu'une simple modification de la forme de la section transversale des tubes. Les deux approches peuvent aussi être couplées pour aboutir à de meilleures performances. À l'issue de ces travaux, le principe des ailettes creuses interconnectées et / ou de section transversale non-circulaire a fait l'objet d'un dépôt de brevet³ commun entre le CETHIL et IPC.

³ Lips S, Bérut E, Lefèvre F, Sartre V, Bajolet J, Joffre T. Condenseur de caloduc. Brevet français FR2101045, déposé le 4 février 2021.

Plusieurs pistes de recherche peuvent être envisagées pour poursuivre la compréhension des mécanismes de fonctionnement des chambres de vapeur à ailettes creuses. Il s'agit à la fois de compléments permettant d'affiner l'interprétation des résultats de cette thèse et de l'exploration plus poussée de certains phénomènes, nécessitant davantage de temps et de ressources.

Les deux pistes proposées ci-dessous peuvent être investiguées relativement rapidement :

- *Impact des bouchons instables* : Tous les essais expérimentaux menés avec l'eau dans le chapitre IV ont abouti à la formation de bouchons de liquide stables ou instables. Lorsque ceux-ci sont instables, les régimes de fonctionnement influencent peu les performances thermiques. Pourtant, la présence de bouchons instables semble dégrader la résistance convective. Il serait intéressant de mener des essais complémentaires en s'assurant de l'absence de bouchons afin de mieux caractériser leur impact sur les performances thermiques. Cela pourrait se faire soit avec des tubes de plus grand diamètre que ceux testés, soit avec une ébullition moins confinée pour éviter la formation de bouchons provoquée par l'effet geyser dans les tubes de diamètre 8 et 11 mm.

- *Mesure du débit de drainage en l'absence de condensation* : Les essais présentés dans le chapitre VI n'ont pas permis de savoir si les débits de drainage mesurés en l'absence de condensation dans des tubes de différentes sections transversales sont représentatifs de ceux obtenus dans la chambre de vapeur en fonctionnement car les dimensions des sections réalisées se sont révélées différentes dans les deux études. Les mesures sans condensation devraient donc être réitérées en utilisant directement les tubes des condenseurs testés. Ces mesures sont relativement simples et rapides. Ainsi, si elles permettent de prédire les résultats obtenus lors des essais dans la chambre de vapeur, il sera possible de s'affranchir de ces derniers à l'avenir et de gagner un temps considérable.

Plusieurs perspectives plus exigeantes émergent du chapitre IV :

- *Étude de l'ébullition confinée* : Les résultats obtenus avec l'eau montrent que l'ébullition confinée dégrade les performances à l'évaporateur. Cela n'a pas été fait dans cette thèse car elle porte principalement sur les phénomènes de condensation, mais l'ébullition confinée dans les chambres de vapeur à ailettes creuses pourrait faire l'objet d'une étude rigoureuse et approfondie, en testant notamment différents fluides et niveaux de confinement.

- *Réduction de la rétention de liquide par ajout d'une structure capillaire ou par modification de l'état de surface et de la mouillabilité de la paroi des ailettes* : L'ajout d'une structure capillaire dans les ailettes (sur la paroi ou sous forme de mèche drainante) permettrait peut-être d'éviter la rétention de liquide et le blocage capillaire du condenseur. Cette solution semble en tout cas prometteuse d'après la littérature et mériterait d'être investiguée. La modification de l'état de surface et de la mouillabilité de la paroi interne du condenseur constitue une autre piste intéressante pour réduire la rétention de liquide en condensation confinée, comme suggéré par Robinson *et al.* [4].

Le chapitre V pourrait également faire l'objet d'une étude complémentaire. En effet, les résultats théoriques et expérimentaux obtenus en régime quasi-statique, suggérant que la section triangulaire est la plus déstabilisante pour les bouchons de liquide, n'ont pas été vérifiés au sein de condenseurs en fonctionnement car aucun des condenseurs fabriqués par stéréolithographie avec des tubes indépendants n'a fonctionné avec l'eau. Le gain réalisable par l'utilisation de tubes de section triangulaire pourrait être estimé en déterminant leur diamètre inscrit minimal pour un fonctionnement avec l'eau. Toutefois, d'après l'ensemble des résultats de cette thèse, une telle étude n'est pas prioritaire car le gain sur les performances globales restera a priori limité.

Les dernières perspectives sont plus intéressantes et concernent le chapitre VI :

- *L'effet de l'inclinaison* sur la formation et la stabilité des bouchons de liquide au condenseur ainsi que sur le drainage pourrait être étudiée, sachant que l'inclinaison est d'autant plus influente que les tubes sont de grand diamètre. L'inclinaison des tubes joue potentiellement un rôle au sein des condenseurs à tubes interconnectés.

- *Approfondissement de la compréhension des condenseurs à tubes interconnectés* : Les résultats obtenus dans cette thèse avec les trois condenseurs à tubes interconnectés méritent d'être consolidés par des essais avec différentes charges en fluide. Suite à la caractérisation de l'effet de l'inclinaison, une étude plus approfondie pourrait également être menée concernant les interconnexions. Il serait pertinent

de revenir à des géométries plus simples dans un premier temps, par exemple avec des tubes interconnectés en forme de U, afin de faciliter l'analyse et la compréhension des phénomènes ainsi que, éventuellement, leur modélisation. Une complexification progressive pourra ensuite être envisagée par la multiplication des interconnexions, la modification du diamètre de certains tubes, de leur section transversale ou longitudinale, etc. La pertinence d'un couplage entre les interconnexions et la modification de la section transversale des tubes pourrait notamment être étudiée en comparant des condenseurs à interconnexions identiques, sauf concernant la section des tubes.

Bibliographie

[1] Jafari D, Franco A, Filippeschi S, Di Marco P. Two-phase closed thermosyphons: A review of studies and solar applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **53** (2016) 575-593.

[2] Smith K, Kempers R, Robinson AJ. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons Part A: flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **119** (2018) 907-921.

[3] Smith K, Robinson AJ, Kempers R. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons Part B: Heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **120** (2018) 1241-1254.

[4] Robinson AJ, Smith K, Hughes T, Filippeschi S. Heat and mass transfer for a small diameter thermosyphon with low fill ratio. *International Journal of Thermofluids* **1-2** (2020) 100010.

Chapitre I

[5] Bonjour J, Lefèvre F, Sartre V, Bertin Y, Romestant C *et al.* Systèmes diphasiques de contrôle thermique –Thermosiphons et caloducs. *Techniques de l'Ingénieur*, BE9545 (2010) 30 p.

[6] Faghri A. Heat pipe science and technology. 2nd Edition. *Global Digital Press* (2016), 1013 p.

[7] Ong KS, Haw PL, Lai KC, Tan KH. Vapor chamber with hollow condenser tube heat sink. *AIP Conference Proceedings* **1828** (2017) 020018.

[8] Xie D, Sun Y, Wang G, Chen S, Ding G. Significant factors affecting heat transfer performance of vapor chamber and strategies to promote it: A critical review. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **175** (2021) 121132.

[9] Michels V, Milanez FH, Mantelli MBH. Vapor chamber heat sink with hollow fins. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* **34** (2012) 233-237.

[10] Wu XP, Mochizuki M, Thang N, Saito Y, Wuttijumnong V *et al.* Low profile-high performance vapor chamber heat sinks for cooling high-density blade servers. *23rd IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, San Jose, USA (2007) 174-178.

[11] Boyd Corporation. Therma-Base[®] Vapor Chamber [en ligne]. *Technical data sheet* (2020). Disponible sur : <https://info.boydcorp.com/hubfs/Thermal/Two-Phase-Cooling/Boyd-Vapor-Chamber-Datasheet.pdf> (consulté le 30.05.2021)

[12] Bulut M, Kandlikar SG, Sozbir N. A review of vapor chambers. *Heat Transfer Engineering* **40** (2019) 1551-1573.

[13] Celsia Inc. Vapor Chamber [en ligne] (2017). Disponible sur : <https://celsiainc.com/technology/vapor-chamber/> (consulté le 30.05.2021)

[14] Boyd Corporation. 3D Vapor Chambers Assemblies [en ligne]. Disponible sur : <https://www.boydcorp.com/thermal/two-phase-cooling/vapor-chambers/3d-vapor-chamber-assemblies.html> (consulté le 30.05.2021)

[15] Celsia Inc. 3D-Vapor-Chamber [en ligne] (2020). Disponible sur : <https://celsiainc.com/heat-sink-blog/heat-pipe-heat-sink-comparison/3d-vapor-chamber/> (consulté le 30.05.2021)

[16] Cooler Master. MasterAir Maker 8 [en ligne] (2016). Disponible sur : <https://www.coolermaster.com/catalog/legacy-products/cooling/masterair-maker-8/> (consulté le 30.05.2021)

- [17] Michels V, Milanez FH, Mantelli MH. Analytical model to predict thermal resistances of hollow fin heat sinks. *19th International Congress of Mechanical Engineering*, Brasilia, Brésil (2007).
- [18] Forster HK, Zuber N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal* **1** (1955) 531-535.
- [19] Kutatekadze SS. Heat transfer in condensation and boiling. 2nd Edition. *U.S. Atomic Energy Commission, Technical Information Service*, AEC-tr-4770 (1959) 207 p.
- [20] Stephan K, Abdelsalam M. Heat transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **23** (1980) 73-87.
- [21] Kaminaga F, Hashimoto H, Feroz C, Matsumura K. Heat transfer characteristics of evaporation and condensation in a two phase closed thermosyphon. *10th International Heat Pipe Conference*, Stuttgart, Allemagne (1997).
- [22] Wirtz RA, Sohal R, Wang H. Thermal performance of pin fin fan-sink assemblies. *Journal of Electronic Packaging* **119** (1997) 26-31.
- [23] Tsai T-E, Wu H-H, Chang C-C, Chen S-L. Two-phase closed thermosyphon vapor-chamber system for electronic cooling. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37** (2010) 484-489.
- [24] Wits WW, Jafari D. Experimental performance of a 3D-printed hybrid heat pipe-thermosyphon for cooling of power electronics. *24th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)*, Stockholm, Suède (2018).
- [25] Zhao Z, Ma X, Zhao K, Chen X, Li S *et al.* Experimental investigation of the characteristics of thermosyphon with flat evaporator and micro-pillar arrays. *International Journal of Thermal Sciences* **158** (2020) 106541.
- [26] Zhao Z, Zhao K, Ma X, Chen X, Li S *et al.* Thermal performance of thermosyphon with flat evaporating surface combined with different sizes of micro pillars. *Powder Technology* **361** (2020) 633-641.
- [27] Srimuang W, Limkaisang V. A correlation to predict the heat flux on the air-side of a vapor chamber with overturn-U flattened tubes. *Heat and Mass Transfer* **52** (2016) 1683-1692.
- [28] Jengsookawat S, Rittidech S, Booddachan K. Loop thermosyphon with vapour chamber: A thermodynamic study. *Advances in Mechanical Engineering* **6** (2014) 487191.
- [29] Li J, Lin F, Wang D, Tian W. A loop-heat-pipe heat sink with parallel condensers for high-power integrated LED chips. *Applied Thermal Engineering* **56** (2013) 18-26.
- [30] Ji X, Xu J, Abanda AM, Xue Q. A vapor chamber using extended condenser concept for ultra-high heat flux and large heater area. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55** (2012) 4908-4913.
- [31] Ji X, Li H, Xu J, Huang Y. Integrated flat heat pipe with a porous network wick for high-heat-flux electronic devices. *Experimental Thermal and Fluid Science* **85** (2017) 119-131.
- [32] Wang H, Bai P, Zhou H, Coehoorn R, Li N *et al.* An integrated heat pipe coupling the vapor chamber and two cylindrical heat pipes with high anti-gravity thermal performance. *Applied Thermal Engineering* **159** (2019) 113816.
- [33] North MT, Avedisian CT. Heat pipes for cooling high flux/high power semiconductor chips. *Journal of Electronic Packaging* **115** (1993) 112-117.
- [34] Zhao Z, Avedisian CT. Enhancing forced air convection heat transfer from an array of parallel plate fins using a heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40** (1997) 3135-3147.

Chapitre II

- [35] Ivanova M. Conception et réalisation de fonctions thermiques intégrées dans le substrat de composants électroniques de puissance. Apport de la gestion des flux thermiques par des mini et micro caloducs. *Thèse de doctorat*, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG (2005) 159 p.
- [36] Negishi K, Sawada T. Heat transfer performance of an inclined two-phase closed thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **26** (1983) 1207-1213.
- [37] Kuncoro H, Rao YF, Fukuda K. An experimental study on the mechanism of geysering in a closed two-phase thermosyphon. *International Journal of Multiphase Flow* **21** (1995) 1243-1252.
- [38] Terdtoon P, Chailungkar M, Ritthidej S, Shiraiishi M. Effects of bond numbers on internal flow patterns of an inclined, closed, two-phase thermosyphon at normal operating conditions. *Experimental Heat Transfer* **10** (1997) 233-251.
- [39] Terdtoon P, Waowaew N, Tantakom P. Internal flow patterns of an inclined closed two-phase thermosyphon at critical state: case study II, effect of bond number. *Experimental Heat Transfer* **12** (1999) 359-373.
- [40] Liu S, Li J, Chen Q. Visualization of flow pattern in thermosyphon by ECT. *Flow Measurement and Instrumentation* **18** (2007) 216-222.
- [41] Grooten MHM, Van der Geld CWM, Van Deurzen LGM. A study of flow patterns in a thermosyphon for compact heat exchanger applications. *Proceedings of the 5th International Conference on Transport Phenomena in Multiphase Systems, HEAT 2008*, Bialystok, Pologne **2** (2008) 323-328.
- [42] Inoue T, Monde M. Operating limit of heat transport in two-phase thermosyphon with connecting pipe (heated surface temperature fluctuation and flow pattern). *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52** (2009) 4519-4524.
- [43] Jouhara H, Fadhl B, Wrobel LC. Three-dimensional CFD simulation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon. *International Journal of Hydrogen Energy* **41** (2016) 16463-16476.
- [44] Nemeč P. Visualization of various working fluids flow regimes in gravity heat pipe. *EPJ Web of Conferences* **143** (2017) 02079.
- [45] Ong KS, Tshai KH, Firwana A. Visualisation of flow patterns in straight and C-shape thermosyphons. *AIP Conference Proceedings* **1828** (2017) 020017.
- [46] Zhang M, Liu Z, Ma G. The experimental investigation on thermal performance of a flat two-phase thermosyphon. *International Journal of Thermal Sciences* **47** (2008) 1195-1203.
- [47] Han Z, Mu H, Lei J, Zhang J, Li Z *et al.* Experimental study on the condensation of a thermosyphon by electrical capacitance tomography. *Journal of Thermal Science* **25** (2016) 171-177.
- [48] Kim IG, Kim KM, Jeong YS, Bang IC. Flow visualization and heat transfer performance of annular thermosyphon heat pipe. *Applied Thermal Engineering* **125** (2017) 1456-1468.
- [49] Khodabandeh R, Furberg R. Instability, heat transfer and flow regime in a two-phase flow thermosyphon loop at different diameter evaporator channel. *Applied Thermal Engineering* **30** (2010) 1107-1114.
- [50] Lips S. Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique. *Thèse de doctorat*, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2009) 170 p.

- [51] Yang C, Song C, Shang W, Tao P, Deng T. Flexible heat pipes with integrated bioinspired design. *Progress in Natural Science: Materials International* **25** (2015) 51-57.
- [52] Yang K-S, Yang T-Y, Tu C-W, Yeh C-T, Lee M-T. A novel flat polymer heat pipe with thermal via for cooling electronic devices. *Energy Conversion and Management* **100** (2015) 37-44.
- [53] Chen L, Li Z, Guo Z-Y. Experimental investigation of plastic finned-tube heat exchangers, with emphasis on material thermal conductivity. *Experimental Thermal and Fluid Science* **33** (2009) 922-928.
- [54] Rodgers P, Diana A, Bojanampati S, Dewinter S, Krishna V *et al.* Experimental characterization of thermally enhanced polymer composite heat exchangers. *31st IEEE Thermal Measurement, Modeling and Management Symposium*, San Jose, USA (2015) 208-215.
- [55] Ghosh B, Yousef W, Al Jaber M, Al Hajeri N, Al Braiki A *et al.* Design and investigation into the thermal and mechanical performance of a polymer composite prototype gas-liquid heat exchanger. *International Journal of Thermal & Environmental Engineering* **11** (2016) 51-59.
- [56] Luckow P, Bar-Cohen A, Rodgers P. Minimum mass polymer seawater heat exchanger for LNG applications. *ASME Journal of Thermal Science and Engineering Applications* **1** (2009).
- [57] Oshman CJ, Shi B, Li C, Yang RG, Lee YC *et al.* Fabrication and testing of a flat polymer micro heat pipe. *TRANSDUCERS 2009 – International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, Denver, USA (2009) 1999-2002.
- [58] Oshman C, Shi B, Li C, Yang R, Lee YC *et al.* The development of polymer-based flat heat pipes. *Journal of Microelectromechanical Systems* **20** (2011) 410-417.
- [59] Oshman C, Li Q, Liew L-A, Yang R, Lee YC *et al.* Thermal performance of a flat polymer heat pipe heat spreader under high acceleration. *Journal of Micromechanics and Microengineering* **22** (2012) 45018.
- [60] Shi B, Wang Y-B, Shan Y-J. An experimental investigation of thermal performance of a polymer-based flat heat pipe. *Heat Transfer Asian Research* (2015).
- [61] Oshman C, Li Q, Wang W, Lin C-Y, Liew L-A *et al.* Flexible and conformal thermal ground planes. University of Colorado, Boulder (2012) 4 p.
- [62] Wu G-W, Chen S-L, Shih W-P. Lamination and characterization of a polyethyleneterephthalate flexible micro heat pipe. *Frontiers in Heat Pipes* **3** (2012).
- [63] Wu G-W, Shih W-P, Chen S-L. A high thermal dissipation performance polyethylene terephthalate heat pipe. *16th International Heat Pipe Conference*, Lyon, France (2012).
- [64] Chen C-C, Chen C-H, Wu G-W, Chen S-L. A high thermal dissipation performance polyethyleneterephthalate heat pipe. World Academy of Science, Engineering and Technology, *International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering* **7** (2013) 892–897.
- [65] Oshman C, Li Q, Liew L-A, Yang R, Bright VM *et al.* Flat flexible polymer heat pipes. *Journal of Micromechanics and Microengineering* **23** (2013) 15001.
- [66] Ogata S, Sukegawa E, Kimura T. Lifetime evaluation of ultra-thin polymer pulsating heat pipe. *2014 IEEE CPMT Symposium Japan (ICSJ)*, Kyoto, Japon (2014) 15-18.
- [67] Wang X, Engel J, Liu C. Liquid crystal polymer (LCP) for MEMS: processes and applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering* **13** (2003) 628–633.

- [68] Romestant C. Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations. *Thèse de doctorat*, Université de Poitiers (2000) 733 p.
- [69] Incropera FP, DeWitt DP. Fundamentals of heat and mass transfer. 5th Edition. New York, USA, *John Wiley & Sons* (2002), 981 p.
- [70] Grimison ED. Correlation and utilization of new data on flow resistance and heat transfer for cross flow of gases over tube banks. *Trans. ASME* **59** (1937) 583-594.
- [71] Kays WM, Lo RK. Basic heat transfer and flow function design data for gas flow normal to banks of staggered tubes. In: *Technical Report No. 15*. Dept. Mech Eng, Stanford University (1952).
- [72] Bejan A. Convection heat transfer. 4th Edition. *John Wiley & Sons* (2013), 658 p.
- [73] Zukauskas AA. Convective heat transfer in cross flow. In: Kakac S, Shah RK, Aung W. Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer. New York, USA, *Wiley* (1987), Chapter 6.

Chapitre III

- [74] Cros S. Propriétés barrières des polymères utilisés en emballage. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3160 (2007).
- [75] Lim J, Kim SJ. Fabrication and experimental evaluation of a polymer-based flexible pulsating heat pipe. *Energy Conversion and Management* **156** (2018) 358-364.
- [76] Jung C, Lim J, Kim SJ. Fabrication and evaluation of a high-performance flexible pulsating heat pipe hermetically sealed with metal. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **149** (2020) 119180.
- [77] Bérut E, Lips S, Lefèvre F, Sartre V. Effect of non-condensable gas on heat transfer within the hollow fin condenser of metallic and polymer vapor chambers. *Applied Thermal Engineering* **190** (2021) 116777.
- [78] Anderson W, Ellis M, Hartenstine J, Peters C, Tarau C, Walker K. Variable conductance heat pipes for variable thermal links. *42nd International Conference on Environmental Systems*, San Diego, Californie, USA (2012).
- [79] Tarau C, Schwendeman C, Anderson W, Cornell PA. Variable conductance heat pipe cooling of Stirling convertor and general purpose heat source. *11th International Energy Conversion Engineering Conference*, San Jose, Californie, USA (2013).
- [80] Lee K-L, Kadambi JR, Kamotani Y. The influence of non-condensable gas on an integral planar heat pipe radiators for space applications. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **110** (2017) 496-505.
- [81] Leriche M, Harmand S, Lippert M, Desmet B. An experimental and analytical study of a variable conductance heat pipe: Application to vehicle thermal management. *Applied thermal engineering* **38** (2012) 48-57.
- [82] Huang J, Wang L, Shen J, Liu C. Effect of non-condensable gas on the start-up of a gravity loop thermosyphon with gas-liquid separator. *Experimental Thermal and Fluid Science* **72** (2016) 161-170.
- [83] He J, Miao J, Bai L, Lin G, Zhang H, Wen D. Effect of non-condensable gas on the startup of a loop heat pipe. *Applied Thermal Engineering* **111** (2017) 1507-1516.
- [84] Zhang JX, Wang L. Effect of air on condensation in a non-vacuum gravity heat pipe. *Applied Thermal Engineering* **114** (2017) 255-263.

- [85] Cao J, Pei G, Bottarelli M, Chen C, Jiao D, Li J. Effect of non-condensable gas on the behaviours of a controllable loop thermosyphon under active control. *Applied Thermal Engineering* **146** (2019) 288-294.
- [86] Wang H, Lin G, Shen X, Bai L, Wen D. Effect of evaporator tilt on a loop heat pipe with non-condensable gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **128** (2019) 1072-1080.
- [87] Anand AR. Investigations on effect of noncondensable gas in a loop heat pipe with flat evaporator on deprime. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **143** (2019) 118531.
- [88] Wang H, Lin G, Shen X, Bai L, Yang R, Wen D. Effect of evaporator/condenser elevations on a loop heat pipe with non-condensable gas. *Applied Thermal Engineering* **180** (2020) 115711.
- [89] Kim YH, Shin DH, Kim J, Lee JH. Effect of the non-condensable gas contents on heat transfer characteristics of two-phase closed thermosyphon. *16th International Heat Transfer Conference*, Beijing, China (2018).
- [90] Yuan J, Wang C, Zhang J, Ling J, Zhou Z, Gao F. Effect of non-condensable gas on thermal characteristics in two-phase closed thermosyphon. *Applied Thermal Engineering* **173** (2020) 115233.
- [91] Marcus BD, Fleischman GL. Steady state and transient performance of hot reservoir gas controlled heat pipes. *ASME Paper No. 70-HT/SPT-11* (1970).
- [92] Faghri A, Harley C. Transient lumped heat pipe analyses. *Heat Recovery Systems and CHP* **14** (1994) 351-363.
- [93] Edward DK, Marcus BD. Heat and mass transfer in the vicinity of the vapor-gas front in a gas-loaded heat pipe. *ASME Journal of Heat Transfer* **94** (1972) 155-162.
- [94] Sun KH, Tien CL. Thermal performance characteristics of heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **18** (1975) 363-380.
- [95] Shukla KN. Transient response of a gas-controlled heat pipe. *AIAA Journal* **19** (1981) 1063-1070.
- [96] Harley C. Transient analyses of noncondensable-gas-buffered two-phase heat transfer devices. *Master's thesis*, Wright State University (1993).
- [97] Rohani AR, Tien CL. Steady two-dimensional heat and mass transfer in the vapor-gas region of a gas loaded heat pipe. *ASME Journal of Heat Transfer* **95** (1973) 377-382.
- [98] Harley C, Faghri A. Transient two-dimensional gas-loaded heat pipe analysis. *Journal of Heat Transfer* **116** (1994) 716-723.
- [99] Hijikata K, Chen SJ, Tien CL. Non-condensable gas effect on condensation in a two-phase closed thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **27** (1984) 1319-1325.
- [100] Peterson PF, Tien CL. Numerical and analytical solutions for two-dimensional gas distribution in gas-loaded heat pipes. *ASME Journal of Heat Transfer* **111** (1989) 598-604.
- [101] Zhou X, Collins RE. Condensation in a gas-loaded thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **38** (1995) 1605-1617.
- [102] Harley C, Faghri A. Transient gas-loaded thermosyphon analysis. *Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference*, Brighton, Royaume-Uni (1994).
- [103] Peterson PF, Tien CL. A miniature wet-bulb technique for measuring gas concentrations in condensing or evaporating systems. *Experimental Heat Transfer* **1** (1987) 1-15.

- [104] Lips S, Lefevre F, Bonjour J. Physical mechanisms involved in grooved flat heat pipes: Experimental and numerical analyses. *International Journal of Thermal Sciences* **50** (2011) 1243-1252.
- [105] Shah RK, London AL. Laminar Flow Forced Convection Heat Transfer and Flow Friction in Straight and Curved Ducts - A Summary of Analytical Solutions. *Technical report*, Stanford University (1971) 308 p.
- [106] Tang MJ, Shiraiwa M, Pöschl U, Cox RA, Kalberer M. Compilation and evaluation of gas phase diffusion coefficients of reactive trace gases in the atmosphere: Volume 2. Diffusivities of organic compounds, pressure-normalised mean free paths, and average Knudsen numbers for gas uptake calculations. *Atmospheric Chemistry and Physics* **15** (2015) 5585-5598.
- [107] Carrey VP. Liquide-vapour phase change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation process in heat transfer equipment. Bristol, *Taylor & Francis* (1992) 645 p.
- [108] Huang J, Zhang J, Wang L. Review of vapor condensation heat and mass transfer in the presence of non-condensable gaz. *Applied Thermal Engineering* **89** (2015) 469-484.
- [109] Heat pipe qualification requirements. *ESA PSS-49 (TST-01) Issue 2*. Mechanical Systems Division, European Space Research and Technology Centre (1983).
- [110] Euro Heat Pipes. *Technical data sheet N°1A: EHP AGXXX Heat Pipes* [en ligne] (2020). Disponible sur : <http://www.ehp.be/ehpcontent/CCHP-techdata-2020.pdf> (consulté le 05.06.2021)

Chapitre IV

- [111] Smith K. Two-phase flow and heat transfer in reflux thermosyphons. *Thèse de doctorat*, University of Dublin (2016) 194 p.
- [112] Casarosa C, Latrofa E, Shelginski A. The geyser effect in a two-phase thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **26** (1983) 933-941.
- [113] Ong CL, Thome JR. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science* **35** (2011) 37-47.
- [114] Teng H, Cheng P, Zhao TS. Instability of condensate film and capillary blocking in small-diameter-thermosyphon condensers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42** (1999) 3071-3083.
- [115] Gennes PG, Brochard-Wyart F, Quéré D. Gouttes, bulles, perles et ondes. Paris, *Belin* (2002), 252 p.
- [116] Jensen OE. Draining collars and lenses in liquid-lined vertical tubes. *Journal of Colloid and Interface Science* **221** (2000) 38-49.
- [117] 3M. 3M™ Novec™ 7100 Engineered Fluid [en ligne]. *Product data sheet* (2009). Disponible sur : <https://multimedia.3m.com/mws/media/199818O/3m-novec-7100-engineered-fluid.pdf> (consulté le 26.11.2019)
- [118] Rausch MH, Kretschmer L, Will S, *et al.* Density, surface tension, and kinematic viscosity of hydrofluoroethers HFE-7000, HFE-7100, HFE-7200, HFE-7300, and HFE-7500. *Journal of Chemical & Engineering Data* **60** (2015) 3759-3765.
- [119] Ahmad M. Étude expérimentale et numérique d'écoulements diphasiques à l'entrée des évaporateurs de cycles thermodynamique. *Thèse de doctorat*, Grenoble INPG (2007) 224 p.

- [120] Lee J, Mudawar I. Fluid flow and heat transfer characteristics of low temperature two-phase micro-channel heat sinks – Part 1: Experimental methods and flow visualization results. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **51** (2008) 4315-4326.
- [121] Giraud F, Rullière R, Toublanc C, Clause M, Bonjour J. Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure *Experimental Thermal and Fluid Science* **60** (2015) 45-53.
- [122] Zhang P, Lv Fy, Askounis A, Orejon D, Shen B. Role of impregnated lubricant in enhancing thermosyphon performance. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **109** (2017) 1229-1238.
- [123] Rahimi M, Asgary K, Jesri S. Thermal characteristics of a resurfaced condenser and evaporator closed two-phase thermosyphon. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37** (2010) 703-710.
- [124] Zhao Z, Jiang P, Zhou Y, Zhang Y, Zhang Y. Heat transfer characteristics of twophase closed thermosyphons modified with inner surfaces of various wettabilities. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **103** (2019) 100-109.
- [125] Kim Y, Kim JS, Shin DH, Seo JH, You SM *et al.* Effects of hydrophobic and superhydrophobic coatings of a condenser on the thermal performance of a twophase closed thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **144** (2019) 118706.
- Chapitre V**
- [126] Vonna L. Mouillabilité des surfaces superhydrophobes et superoléophobes. *Techniques de l'Ingénieur*, M1690 (2017) 28 p.
- [127] Johnson RE, Dettre RH. Contact angle, wettability and adhesion. *Advances in Chemistry Series* **43** (1964) 112 & 136.
- [128] Grundke K, Pöschel K, Synytska A, *et al.* Experimental studies of contact angle hysteresis phenomena on polymer surfaces – Toward the understanding and control of wettability for different applications. *Advances in Colloid and Interface Science* **222** (2015) 350-376.
- [129] Lade RK, Hippchen EJ, Macosko CW, Francis LF. Dynamics of capillary-driven flow in 3D printed open microchannels. *Langmuir* **33** (2017) 2949-2964.
- [130] Extrand CW. Contact angles and their hysteresis as a measure of liquid-solid adhesion. *Langmuir* **20** (2004) 4017-21.
- [131] Tavana H, Jehnichen D, Grundke K, Hair ML, Neumann AW. Contact angle hysteresis on fluoropolymer surfaces. *Advances in Colloid and Interface Science* **134-135** (2007) 236-248.
- [132] Timmons CO, Zisman WA. The effect of liquid structure on contact angle hysteresis. *Journal of Colloid and Interface Science* **22** (1966) 165-171.
- [133] Extrand CW. Spontaneous draining of liquids from vertically oriented tubes. *Langmuir* **33** (2017) 12903-12907.
- [134] Guyon E, Hulin J-P, Petit L. Hydrodynamique physique. 3^e Edition. Les Ulis, France, *EDP Sciences* (2012), 723 p.
- [135] Carroll BJ. The formation and retention of liquid pellets in open capillary tubes. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* **152** (1999) 17-22.
- [136] Renvoisé P, Bush JWM, Prakash M, Quéré D. Drop propulsion in tapered tubes. *Europhysics Letters* **86** (2009) 64003.

- [137] Reyssat E. Drops and bubbles in wedges. *Journal of fluid mechanics* **748** (2014) 641-662.
- [138] Tsori Y. Discontinuous liquid rise in capillaries with nonuniform cross-sections. *Langmuir* **22** (2006) 8860-8863.
- [139] Nissan A, Wang Q, Wallach R. Kinetics of gravity-driven slug flow in partially wettable capillaries of varying cross section. *Water Resources Research* **52** (2016) 8472-8486.
- [140] Finn R. Existence and non existence of capillary surfaces. *Manuscripta Mathematica* **28** (1979) 1-11.
- [141] Apostol TM, Mnatsakanian MA. Figures circumscribing circles. *The American Mathematical Monthly* **111** (2004) 853-863.
- [142] Concus P, Finn R. On capillary free surfaces in the absence of gravity. *Acta Mathematica* **132** (1974) 177-198.
- [143] Wong H, Morris S, Radke CJ. Three-dimensional menisci in polygonal capillaries. *Journal of Colloid and Interface Science* **148** (1992) 317-336.
- [144] Concus P, Finn R. On the behavior of a capillary surface in a wedge. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **63** (1969) 292-299.
- [145] Bico J, Quéré D. Rise of liquids and bubbles in angular capillary tubes. *Journal of Colloid and Interface Science* **247** (2002) 162-166.
- [146] Weislogel MM. Capillary flow in an interior comer. *NASA Technical Memorandum 107364* (1996) 101 p.
- [147] Mason G, Morrow NR. Meniscus curvatures in capillaries of uniform cross-section. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 1: Physical Chemistry in Condensed Phases* **80** (1984) 2375-2393.
- [148] Weislogel MM, Lichter S. Capillary flow in an interior corner. *Journal of Fluid Mechanics* **373** (1998) 349-378.
- [149] Ouali FF, McHale G, Javed H *et al.* Wetting considerations in capillary rise and imbibition in closed square tubes and open rectangular cross-section channels. *Microfluidics and Nanofluidics* **15** (2013) 309-326.
- [150] Weislogel MM. Compound capillary rise. *Journal of Fluid Mechanics* **709** (2012) 622-647.
- [151] Son S, Chen L, Kang Q, Derome D, Carmeliet J. Contact angle effects on pore and corner arc menisci in polygonal capillary tubes studied with the pseudopotential multiphase lattice boltzmann model. *Computation* **4** (2016) 12.
- [152] Thammanna Gurumurthy V, Rettenmaier D, Roisman IV, Tropea C, Garoff S. Computations of spontaneous rise of a rivulet in a corner of a vertical square capillary. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* **544** (2018) 118-126.
- [153] Langbein D. Liquid Surfaces in Polyhedral Containers. In: Capillary Surfaces. Berlin, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Springer Tracts in Modern Physics **78** (2002) 213-234.
- [154] Concus P, Finn R. Dichotomous Behavior of Capillary Surfaces in Zero Gravity. *Microgravity Science and Technology* **3** (1990) 87-92.
- [155] Chen Y, Weislogel MM, Nardin CL. Capillary-driven flows along rounded interior corners. *Journal of Fluid Mechanics* **566** (2006) 235-271.

- [156] Finn R, Neel RW. C-singular solutions of the capillary problem. *Journal für die Reine und Angewandte Mathematik* **512** (1999) 1-25.
- [157] Concus P, Finn R, Weislogel M. Measurement of critical contact angle in a microgravity space experiment. *Experiments in Fluids* **28** (2000) 197-205.
- [158] Fischer BS, Finn R. Existence theorems and measurement of the capillary contact angle. *Zeitschrift für Analysis und ihre Anwendungen* **12** (1993) 405-423.
- [159] Princen HM. Capillary phenomena in assemblies of parallel cylinders: II. Capillary rise in systems with more than two cylinders. *Journal of Colloid and Interface Science* **30** (1969) 359-371.
- [160] Coles D, Concus P, Finn R. Surface tension phenomena under low and zero-gravity conditions. *Technical Report*, University of California, Berkeley (1980).
- [161] Brakke KA. The Surface Evolver. *Experimental Mathematics* **1** (1992) 141-165.
- [162] Chen Y, Schaffer B, Weislogel M, Zimmerli G. Introducing SE-FIT: Surface Evolver - Fluid Interface Tool for Studying Capillary Surfaces. *Proceedings of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, USA (2011).
- [163] Rivetti M. Stabilité et dynamique des interactions élastocapillaires. *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2012) 139 p.
- [164] Brakke KA. Surface Evolver Manual, version 2.70 (2013). Disponible sur : <http://facstaff.susqu.edu/brakke/evolver/downloads/manual270.pdf> (consulté le 23.04.2021)
- [165] Wang H. Proving theorems by pattern recognition – II. *Bell System Technical Journal* **40** (1961) 1-41.
- [166] Fernique T. Pavages, fractions continues et géométrie discrète. *Thèse de doctorat*, Université Montpellier II (2007) 131 p.
- [167] Blondin Massé A, Brlek S, Labbé S. A parallelogram tile fills the plane by translation in at most two distinct ways. *Discrete Applied Mathematics* **160** (2012) 1011-1018.
- [168] Audibert P. Géométrie des pavages : de la conception à la réalisation sur ordinateur. Paris, *Hermès science publications - Lavoisier* (2013) 413 p.
- [169] Rao M. L'énigme des pentagones résolue. *La Recherche* **533** (2018). Disponible sur : <https://www.larecherche.fr/mathematiques-prix-la-recherche/lenigme-des-pentagones-resolue> (consulté le 26.04.2021).
- [170] Jeandel E, Rao M. An aperiodic set of 11 Wang tiles. ArXiv:1506.06492 (2015).

Chapitre VI

- [171] Bandelier P, Caney N, Minvielle Z. Échangeurs de chaleur – Intensification des échanges thermiques. *Techniques de l'Ingénieur*, BE9518 (2014) 29 p.
- [172] Le QT, Ormiston SJ, Soliman HM. A closed-form solution for laminar film condensation from quiescent pure vapours on curved vertical walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **73** (2014) 834-838.
- [173] Kim S, Lee Y-G, Jerng D-W. Laminar film condensation of saturated vapor on an isothermal vertical cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **83** (2015) 545-551.
- [174] Adamek T, Webb RL. Prediction of film condensation on vertical finned plates and tubes: a model for the drainage channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **33** (1990) 1737-1749.

- [175] Panday P. Transfert en changement de phase – Condensation en situations particulières. *Techniques de l'Ingénieur*, BE8239 (2006) 16 p.
- [176] Hirasawa S, Hijikata K, Mori Y, Nakayama W. Effect of surface tension on condensate motion in laminar film condensation (study of liquid film in a small trough). *International Journal of Heat and Mass Transfer* **23** (1980) 1471-1478.
- [177] Briggs A, Wen XL, Rose JW. Accurate heat transfer measurements for condensation on horizontal, integral-fin tubes. *Journal of Heat Transfer* **114** (1992) 719-726.
- [178] Hirasawa S, Hijikata K, Mori Y, Nakayama W. Effect of surface tension on laminar film condensation along a vertical plate with a small leading radius. *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference*, Toronto, Canada **2** (1978) 413-418.
- [179] Webb RL. Enhancement of film condensation. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **15** (1988) 475-507.
- [180] Kabov OA, Kolyukhin DR, Marchuk IV, Legros J-C. Steady steam condensation on an extended surface with suction of condensate. *Journal of Engineering Thermophysics* **12** (2003) 1-24.
- [181] Garg VK, Marto PJ. Film condensation on a vertical sinusoidal fluted tube. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **9** (1988) 194-201.
- [182] Park IS, Choi DH. Heat and mass transfer analysis for the condensing film flow along a vertical grooved tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44** (2001) 4277-4285.
- [183] Park IS. Numerical analysis for flow, heat and mass transfer in film flow along a vertical fluted tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (2010) 309-319.
- [184] Qi B, Wei J, Li X. Enhancement of condensation heat transfer on grooved surfaces: Numerical analysis and experimental study. *Applied Thermal Engineering* **115** (2017) 1287-1297.
- [185] Mori Y, Hijikata K, Hirasawa S, Nakayama W. Optimized performance of condensers with outside condensing surfaces. *Journal of Heat Transfer* **103** (1981) 96-102.
- [186] Dengliang Z, Hong X, Yan S, Baojin Q. Numerical heat transfer analysis of laminar film condensation on a vertical fluted tube. *Applied Thermal Engineering* **30** (2010) 1159-1163.
- [187] Wang XW, Leong KC, Wong TN. Numerical analysis of different fluted fins for condensation on a vertical tube. *International Journal of Thermal Sciences* **122** (2017) 359-370.
- [188] Maschmann M, Ma H. An investigation of capillary flow effect on condensation heat transfer on a grooved plate. *Heat Transfer Engineering* **27** (2006) 22-31.
- [189] Ho JY, Wang XW, Leong KC. Filmwise condensation of steam on vertical plates with novel pin fin arrays produced by selective laser melting. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **126** (2018) 652-666.
- [190] Ho JY, Leong KC. A critical review of filmwise natural and forced convection condensation on enhanced surfaces. *Applied Thermal Engineering* **186** (2021) 116437.
- [191] Pati S, Som SK, Chakraborty S. Slip-driven alteration in film condensation over vertical surfaces. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **46** (2013) 37-41.
- [192] Zhu Y, Granick S. Limits of the hydrodynamic no-slip boundary condition. *Physical Review Letters* **88** (2002) 106102.
- [193] Choi C-H, Westin KJA, Breuer KS. Apparent slip flows in hydrophilic and hydrophobic microchannels. *Physics of Fluids* **15** (2003) 2897-2902.

- [194] Ho TN, Papavassiliou DV, Lee LL, Striolo A. Liquid water can slip on a hydrophilic surface. *Proceedings of the National Academy of Science* **108** (2011) 16170-16175.
- [195] Majumder M, Chopra N, Andrews R, Hinds BJ. Nanoscale hydrodynamics: enhanced flow in carbon nanotubes. *Nature* **438** (2005) 44.
- [196] Holt JK, Park HG, Wang YM *et al.* Fast mass transport through sub-2-nanometer carbon nanotubes. *Science* **312** (2006) 1034-1037.
- [197] Al-Jarrah JA, Khadrawi AF, AL-Nimr MA. Film condensation on a vertical microchannel. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **35** (2008) 1172-1176.
- [198] Pati S, Kaushik P, Chakraborty S, Som SK. Film condensation in presence of non-condensable gases: Interplay between variable radius of curvature and interfacial slip. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **56** (2014) 31-36.
- [199] Lee T, Charrault E, Neto C. Interfacial slip on rough, patterned and soft surfaces: A review of experiments and simulations. *Advances in Colloid and Interface Science* **210** (2014) 21-38.
- [200] Neto C, Evans DR, Bonaccorso E, Butt H-J, Craig VSJ. Boundary slip in Newtonian liquids: a review of experimental studies. *Reports on Progress in Physics* **68** (2005) 2859-2897.
- [201] Einzel D, Panzer PP, Liu M. Boundary condition for fluid flow: curved or rough surfaces. *Physical Review Letters* **64** (1990) 2269-72.
- [202] Panzer P, Liu M, Einzel D. The effects of boundary curvature on hydrodynamic fluid flow: calculation of slip lengths. *International Journal of Modern Physics B* **6** (1992) 3251-78.
- [203] Tibbs KW, Baras F, Garcia AL. Anomalous flow profile due to the curvature effect on slip length. *Physical Review E* **56** (1997) 2282-3.
- [204] Ponomarev IV, Meyerovich AE. Surface roughness and effective stick-slip motion. *Physical Review E* **67** (2003) 026302.
- [205] Han Q, Hunt JD. Particle pushing: the distribution of particles in liquid near a solid surface. *Materials Science and Engineering A* **173** (1993) 221-225.
- [206] Del Col D, Parin R, Bisetto A, Bortolin S, Martucci A. Film condensation of steam flowing on a hydrophobic surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **107** (2017) 307-318.
- [207] Liu X, Cheng P. Lattice Boltzmann simulation of steady laminar film condensation on a vertical hydrophilic subcooled flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **62** (2013) 507-514.
- [208] Mancio Reis FM, Lavieille P, Miscevic M. Toward enhancement of water vapour condensation using wettability gradient surface. *Experimental Thermal and Fluid Science* **67** (2015) 70-74.
- [209] Peng B, Ma X, Lan Z, Xu W, Wen R. Experimental investigation on steam condensation heat transfer enhancement with vertically patterned hydrophobic-hydrophilic hybrid surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **83** (2015) 27-38.
- [210] Lee Y-A, Kuo LS, Su T-W, Hsu C-C, Chen P-H. Orientation effects of nanoparticle-modified surfaces with interlaced wettability on condensation heat transfer. *Applied Thermal Engineering* **98** (2016) 1054-1060.
- [211] Alwazzan M, Egab K, Peng B, Khan J, Li C. Condensation on hybrid-patterned copper tubes (I): Characterization of condensation heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **112** (2017) 991-1004.

- [212] Alwazzan M, Egab K, Peng B, Khan J, Li C. Condensation on hybrid-patterned copper tubes (II): Visualization study of droplet dynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **112** (2017) 950-958.
- [213] Dalkilic AS, Wongwises S. Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52** (2009) 3409-3426.
- [214] Klahm T, Auracher H, Ziegler F. Heat transfer during reflux condensation of an R134a/R123 mixture in vertical and inclined narrow tubular and rectangular channels. *International Journal of Refrigeration* **33** (2010) 1319-1326.
- [215] Yildiz S, Duymaz G, Ziegler F, Auracher H. Heat transfer during reflux condensation of R134a inside a micro-fin tube with different tube inclinations. *International Journal of Refrigeration* **74** (2017) 425-434.
- [216] Lips S, Meyer JP. Two-phase flow in inclined tubes with specific reference to condensation: A review. *International Journal of Multiphase Flow* **37** (2011) 845-859.
- [217] Awad MM, Dalkilic AS, Wongwises S. A critical review on condensation heat transfer in microchannels and minichannels. *Journal of Nanotechnology in Engineering and Medicine* **5** (2014) 010904.
- [218] Ribatski G, Da Silva JD. 8 – Condensation in Microchannels. In: Saha SK. Microchannel Phase Change Transport Phenomena. 1st Edition. *Butterworth-Heinemann* (2016) 287-324.
- [219] Liu P, Ho JY, Wong TN, Toh KC. Laminar film condensation inside and outside vertical diverging/converging small channels: A theoretical study. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **149** (2020) 119193.
- [220] Laohalertdecha S, Wongwises S. The effects of corrugation pitch on the condensation heat transfer coefficient and pressure drop of R-134a inside horizontal corrugated tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (2010) 2924-2931.
- [221] Yarmohammadi S, Farhadi M. Optimization of thermal and flow characteristics of R-404A vapor condensation inside corrugated tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science* **79** (2016) 1-12.
- [222] Khoeini D, Akhavan-Behabadi MA, Saboonchi A. Experimental study of condensation heat transfer of R-134a flow in corrugated tubes with different inclinations. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **39** (2012) 138-143.
- [223] Ahmadpour A, Noori Rahim Abadi SMA. Thermal-hydraulic performance evaluation of gas-liquid multiphase flows in a vertical sinusoidal wavy channel in the presence/absence of phase change. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **138** (2019) 677-689.
- [224] Del Col D, Bortolato M, Azzolin M, Bortolin S. Effect of inclination during condensation inside a square cross section minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **78** (2014) 760-777.
- [225] Bortolin S, Del Col D. Condensation in minichannels: experimental investigation and numerical modeling. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* **3** (2015) 139-157.
- [226] Klahm T, Auracher H, Ziegler F. Heat transfer to R134a and R123 during reflux condensation in rectangular channels. *Proceeding of the 22nd IIR International Congress of Refrigeration*, Beijing, Chine (2007) B1-B1255.
- [227] Zhao TS, Liao Q. Theoretical analysis of film condensation heat transfer inside vertical mini triangular channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45** (2002) 2829-2842.

- [228] Coleman JW, Garimella S. Two-phase flow regimes in round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a. *International Journal of Refrigeration* **26** (2003) 117-128.
- [229] Shin JS, Kim MH. An Experimental Study of Flow Condensation Heat Transfer Inside Circular and Rectangular Mini-Channels. *Heat Transfer Engineering* **26** (2005) 36-44.
- [230] Wang HS, Rose JW. Film condensation in horizontal microchannels: Effect of channel shape. *International Journal of Thermal Sciences* **45** (2006) 1205-1212.
- [231] Pal A. Experimental and Numerical Study of Dual-Chamber Thermosyphon. *Thèse de doctorat*, Georgia Institute of Technology (2007) 152 p.
- [232] Agarwal A, Bandhauer TM, Garimella S. Measurement and modeling of condensation heat transfer in non-circular microchannels. *International Journal of Refrigeration* **33** (2010) 1169-1179.
- [233] Nebuloni S, Thome JR. Numerical modeling of laminar annular film condensation for different channel shapes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (2010) 2615-2627.
- [234] Del Col D, Bortolin S, Cavallini A, Matkovic M. Effect of cross sectional shape during condensation in a single square minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54** (2011) 3909-3920.
- [235] Wang HS, Rose JW. Theory of heat transfer during condensation in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54** (2011) 2525-2534.
- [236] Derby M, Lee HJ, Peles Y, Jensen MK. Condensation heat transfer in square, triangular, and semi-circular mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55** (2012) 187-197.
- [237] El Achkar G, Miscevic M, Lavieille P, Lluc J, Hugon J. Flow patterns and heat transfer in a square cross-section micro condenser working at low mass flux. *Applied Thermal Engineering* **59** (2013) 704-716.
- [238] Liu N, Li JM, Sun J, Wang HS. Heat transfer and pressure drop during condensation of R152a in circular and square microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science* **47** (2013) 60-67.
- [239] Kaew-On J, Naphattaranun N, Binmud R, Wongwises S. Condensation heat transfer characteristics of R134a flowing inside mini circular and flattened tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **102** (2016) 86-97.
- [240] El Achkar G, Miscevic M, Lavieille P. An experimental study on slug-bubbly condensation flows at low mass velocity in a square-cross-section microchannel. *Heat Transfer Engineering* **37** (2016) 1181-1189.
- [241] Lei Y, Chen Z, Shi J. Analysis of condensation heat transfer performance in curved triangle microchannels based on the volume of fluid method. *Microgravity Science and Technology* **29** (2017) 433-443.
- [242] Gu X, Wen J, Zhang X, Wang C, Wang S. Effect of tube shape on the condensation patterns of R1234ze(E) in horizontal mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **131** (2019) 121-139.
- [243] Hussein HMS, El-Ghetany HH, Nada SA. Performance of wickless heat pipe flat plate solar collectors having different pipes cross sections geometries and filling ratios. *Energy Conversion and Management* **47** (2006) 1539-1549.
- [244] Srimuang W, Rittidech S, Bubphachot B. Heat transfer characteristics of a vertical flat thermosyphon (VFT). *Journal of Mechanical Science and Technology* **23** (2009) 2548-2554.

- [245] Amatachaya P, Srimuang W. Comparative heat transfer characteristics of a flat two-phase closed thermosyphon (FTPCT) and a conventional two-phase closed thermosyphon (CTPCT). *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37** (2010) 293-298.
- [246] Ibrahim E, Moawed M, Berbish NS. Heat transfer characteristics of rotating triangular thermosyphon. *Heat and Mass Transfer* **48** (2012) 1539-1548.
- [247] Teng H, Cheng P, Zhao TS. Instability of condensate film and capillary blocking in small-diameter-thermosyphon condensers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42** (1999) 3071-3083.
- [248] Moon SH, Hwang G, Yun HG, Choy TG, Kang YI. Improving thermal performance of miniature heat pipe for notebook PC cooling. *Microelectronics Reliability* **42** (2002) 135-140.
- [249] Moon SH, Hwang G, Ko SC, Kim YT. Experimental study on the thermal performance of micro-heat pipe with cross-section of polygon. *Microelectronics Reliability* **44** (2004) 315-321.
- [250] Launay S, Sartre V, Lallemand M. Experimental study on silicon micro-heat pipe arrays. *Applied Thermal Engineering* **24** (2004) 233-243.
- [251] Suman B, Kumar P. An analytical model for fluid flow and heat transfer in a micro-heat pipe of polygonal shape. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48** (2005) 4498-4509.
- [252] Rao SS, Wong H. Heat and mass transfer in polygonal micro heat pipes under small imposed temperature differences. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **89** (2015) 1369-1385.
- [253] Akhavan-Behabadi MA, Kumar R, Mohseni SG. Condensation heat transfer of R-134a inside a microfin tube with different tube inclinations. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **50** (2007) 4864-4871.
- [254] Mohseni SG, Akhavan-Behabadi MA. Visual study of flow patterns during condensation inside a microfin tube with different tube inclinations. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **38** (2011) 1156-1161.
- [255] Lin L-H, Hu L-F, Chen S-X, Lui C-Y, Sun Z-F *et al.* Enhancement of condensation heat transfer inside V-type corrugated vertical tubes. *Advances in Cryogenic Engineering* **31** (1986) 423-430.
- [256] Hasanpour A, Farhadi M, Sedighi K. A review study on twisted tape inserts on turbulent flow heat exchangers: The overall enhancement ratio criteria. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **55** (2014) 53-62.
- [257] Tijing LD, Pak BC, Baek BJ, Lee DH. A study on heat transfer enhancement using straight and twisted internal fin inserts. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **33** (2006) 719-726.
- [258] Du XZ, Zhao TS. Analysis of film condensation heat transfer inside a vertical micro tube with consideration of the meniscus draining effect. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46** (2003) 4669-4679.
- [259] Thomas DG. Enhancement of film condensation heat transfer rates on vertical tubes by vertical wires. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* **6** (1967) 97-103.
- [260] Davies III WA, Hrnjak P. Heat transfer and flow regimes during counter-flow steam condensation in flattened-tube air-cooled condensers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **147** (2020) 118930.
- [261] Fiedler S, Auracher H. Experimental and theoretical investigation of reflux condensation in an inclined small diameter tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47** (2004) 4031-4043.

- [262] Wang JCY, Ma Y. Condensation heat transfer inside vertical and inclined thermosyphons. *Journal of Heat Transfer* **113** (1991) 777-780.
- [263] Gross U. Reflux condensation heat transfer inside a closed thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **35** (1992) 279-294.
- [264] Wang B-X, Du X-Z. Study on laminar film-wise condensation for vapor flow in an inclined small/mini-diameter tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43** (2000) 1859-1868.
- [265] Dong M, Chatzis I. The imbibition and flow of a wetting liquid along the corners of a square capillary tube. *Journal of Colloid and Interface Science* **172** (1995) 278-288.
- [266] Weislogel MM, Baker JA, Jenson RM. Quasi-steady capillarity-driven flows in slender containers with interior edges. *Journal of Fluid Mechanics* **685** (2011) 271-305.
- [267] Abd SH. Experimental study on the impact of external geometrical shape on free and forced convection time dependent average heat transfer coefficient during cooling process. *Al-Khwarizmi Engineering Journal* **8** (2012) 74-89.

Annexes

Table des matières

Annexes au chapitre II

Annexe A : Étude bibliographique sur les échangeurs et caloducs en polymère..... 201

A.1. Généralités sur les polymères	201
A.1.1 Définition et structure des polymères	201
A.1.2 Types de polymères	202
A.1.2.1 Les thermoplastiques	202
A.1.2.2 Les thermodurcissables.....	202
A.1.2.3 Les élastomères ou caoutchoucs.....	202
A.1.3 Propriétés des polymères	202
A.1.3.1 Propriétés mécaniques.....	202
A.1.3.2 Propriétés thermiques.....	203
A.1.3.3 Propriétés chimiques et barrières.....	204
A.1.3.4 Amélioration des propriétés.....	205
A.1.3.5 Vieillessement	206
A.2. Synthèse bibliographiques des échangeurs et caloducs en polymère	206
A.2.1 Échangeurs en polymère.....	206
A.2.1.1 Matériaux polymères utilisés	207
A.2.1.2 Influence de la conductivité thermique	208
A.2.2 Caloducs en polymère.....	209
A.2.2.1 Problèmes rencontrés dans la littérature	209
A.2.2.2 Choix de matériaux polymères.....	211
A.3. Conclusions	215
Bibliographie.....	216

Annexe B : Influence du diamètre des tubes et de la vitesse d'air sur le coefficient d'échange convectif..... 219

B.1. Évaluation expérimentale du coefficient d'échange convectif et comparaison avec les corrélations de la littérature	219
B.2. Détail des corrélations empiriques pour la prédiction du coefficient d'échange convectif	221
B.2.1 Corrélation de Grimison (1937).....	221
B.2.2 Corrélation de Zukauskas (1987).....	222

Annexe C : Étude du grand prototype à vide..... 225

Annexes au chapitre III

Annexe D : Synthèse bibliographique sur les modèles de condensation en présence de gaz incondensables..... 227

D.1. Modélisation des caloducs contenant des gaz incondensables	227
D.1.1 Caloducs capillaires	227
D.1.1.1 Modèles à front plat.....	227
D.1.1.2 Modèles de diffusion unidimensionnels	229
D.1.1.3 Modèles bidimensionnels.....	231

D.1.2 Thermosiphons diphasiques.....	232
D.1.2.1 Modèles bidimensionnels en régime permanent	233
D.1.2.2 Modèles bidimensionnels en régime transitoire	235
D.1.3 Synthèse.....	235
D.1.4 Autres types de caloducs et développements récents	236
D.2. Condensation en présence de gaz incondensables.....	236
D.2.1 Modèles semi-théoriques	237
D.2.1.1 Méthode du facteur de dégradation.....	237
D.2.1.2 Analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse	238
D.2.2 Modèles théoriques.....	242
D.2.2.1 Modèle de la couche limite	242
D.2.2.2 Modèle de couche de diffusion.....	244
D.2.3 Conclusions et perspectives.....	247
D.3. Conclusion générale sur l'influence des gaz incondensables	248
Bibliographie.....	250
Annexe E : Influence de la diffusion de masse radiale sur les profils de température	255
 <u>Annexe au chapitre IV</u>	
Annexe F : Analyse expérimentale des coefficients d'échange en changement de phase	257
F.1. Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100.....	257
F.2. Chambre de vapeur chargée en eau.....	258
 <u>Annexes au chapitre V</u>	
Annexe G : Détails de la modélisation d'un ménisque dans des tubes de différentes sections sur Surface Evolver	261
G.1. Programmation de la géométrie et des contraintes.....	261
G.1.1 Tube de section carrée	261
G.1.2 Tube de section triangulaire.....	263
G.1.3 Tube de section hexagonale.....	263
G.1.4 Tube de section cannelée avec $N = 2$	264
G.2. Résolution.....	266
Annexe H : Analyse plus approfondie des résultats de modélisation pour les tubes cannelés.....	267
 <u>Annexes au chapitre VI</u>	
Annexe I : Détails des études sur la condensation convective en géométrie interne ..	269
I.1. Influence d'une section longitudinale ondulée	269
I.2. Influence de la section transversale lors de la condensation à co-courant dans un tube lisse.....	271
Annexe J : Étude du petit prototype à vide.....	277

Annexe A : Étude bibliographique sur les échangeurs et caloducs en polymère

L'étude bibliographique présentée ci-après a été rédigée par l'auteur du présent manuscrit lors d'un stage de recherche réalisé au CETHIL en 2016.

A.1. Généralités sur les polymères

Les matériaux polymères sont utilisés dans de nombreux domaines tels que l'emballage, le transport d'énergie ou l'aéronautique. Les différentes familles de polymères, qui ne cessent de s'agrandir, présentent des propriétés intéressantes et variées. Pour les applications de type caloducs, les polymères présentent les avantages suivants : ils sont légers, flexibles et peu coûteux ; ce sont des isolants électriques et ils ont une bonne résistance chimique. Leur aptitude à être aisément mis en forme (processabilité) est également appréciée. Toutes ces qualités sont étroitement liées à leur structure.

A.1.1 Définition et structure des polymères

Les matériaux polymères sont constitués de macromolécules caractérisées par la répétition, un très grand nombre de fois, du même groupe d'atomes appelé monomère. Ce dernier diffère d'un polymère à l'autre et détermine en grande partie les propriétés physiques et thermomécaniques du produit fini [A1]. La cohésion des chaînes ainsi formées est assurée grâce aux liaisons interatomiques covalentes, fortement énergétiques. Des interactions moléculaires de plus faible énergie (interactions de Van der Waals, liaisons hydrogènes et interactions ioniques) ou des ponts covalents supplémentaires s'établissent entre les chaînes polymères constitutives d'un échantillon donnée (figure A-1).

Outre sa structure moléculaire, la structure cristalline d'un polymère influence également ses propriétés (figure A-2). Lors de la transition de l'état liquide à l'état solide, un polymère peut cristalliser si sa structure moléculaire est régulière et si suffisamment de temps est laissé aux chaînes macromoléculaires pour s'organiser (refroidissement lent). Cependant, la perfection de la régularité des enchaînements et des configurations n'est jamais atteinte dans le cas des polymères. Ils ne sont donc jamais totalement cristallins, mais doivent être considérés comme des mélanges de phases cristallines et amorphes. Le taux de cristallinité permet de quantifier la proportion de phases cristallines dans un échantillon [A2].

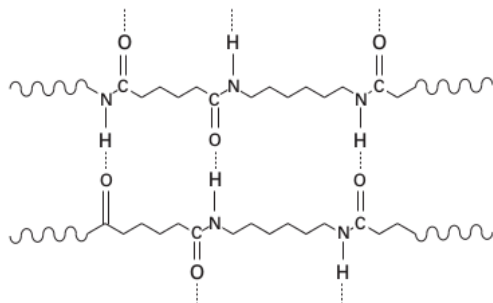


Figure A-1 : Représentation schématique des liaisons hydrogènes (en tireté) entre les chaînes de polyamide 6-6 [A1]

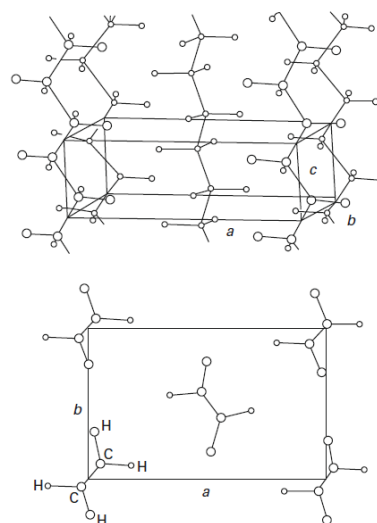


Figure A-2 : Structure cristalline du polyéthylène [A2]

A.1.2 Types de polymères

Une classification des polymères, détaillée dans l'ouvrage Matériaux, 2. Microstructure et mise en œuvre [A3], est rendue nécessaire par le nombre très important de composés macromoléculaires actuellement commercialisés et par le développement rapide de leurs applications dans presque tous les secteurs d'activité.

A.1.2.1 Les thermoplastiques

Les thermoplastiques sont des polymères linéaires : il n'y a pas de liaisons covalentes entre les chaînes, sinon quelques ramifications occasionnelles. C'est la raison pour laquelle les thermoplastiques se ramollissent au chauffage : les liaisons secondaires qui relient les molécules les unes aux autres fondent et le matériau s'écoule comme un liquide visqueux, ce qui permet sa mise en forme. On peut donc modifier l'état et la viscosité des matières thermoplastiques par chauffages et refroidissements successifs, et ce de façon réversible. Certains thermoplastiques, comme le polystyrène, sont amorphes. D'autres, dont le polyéthylène, cristallisent partiellement.

A.1.2.2 Les thermodurcissables

Les polymères thermodurcissables sont fabriqués en mélangeant deux constituants : une résine et un durcissant, qui réagissent et durcissent. Le polymère qui en résulte comporte de nombreuses liaisons covalentes entre chaînes, et sa structure est quasiment toujours amorphe. Il est d'autant plus rigide que le réseau tridimensionnel créé est dense.

Contrairement aux thermoplastiques, la forme et la rigidité acquises par la matière pendant la mise en œuvre ne peuvent plus être modifiées ensuite par chauffage : les liaisons secondaires cassent mais les ponts covalents empêchent la fusion et l'écoulement visqueux. Un chauffage plus poussé a pour seul effet de décomposer la matière.

A.1.2.3 Les élastomères ou caoutchoucs

Les élastomères sont des polymères quasiment linéaires, avec des ponts occasionnels, dans lesquels les liaisons secondaires ont déjà fondu à température ambiante. Les ponts covalents fournissent au matériau une « mémoire » de sa forme initiale, d'où les propriétés remarquables des élastomères du point de vue de leur rigidité, de leur déformabilité et de leur résilience.

A.1.3 Propriétés des polymères

A.1.3.1 Propriétés mécaniques

Les propriétés mécaniques des polymères sont étudiées par des essais de traction, compression et flexion ainsi que des essais de résistance aux chocs et de dureté. Les polymères ont une large gamme de comportements mécaniques, car leurs propriétés dépendent de la température : ils sont fragiles à basse température mais deviennent plastiques, puis viscoélastiques, caoutchoutiques, et enfin visqueux au fur et à mesure que la température augmente [A3].

La température de transition vitreuse, notée T_g , est la température à laquelle les liaisons faibles commencent à fondre. La température de fléchissement sous charge, TFC (ou HDT pour *heat deflection temperature*, en anglais), est une caractéristique plus intéressante dans la pratique. Elle donne une indication sur le comportement du matériau quand il est soumis à de hautes températures. La température maximale d'utilisation en continue sans contrainte peut aussi être donnée, ainsi que la température de fragilité ou température minimale d'utilisation. Pour chaque matériau, on peut ainsi définir une plage de températures d'utilisation possibles.

Pour la conception de structures au moyen de polymères, la rigidité et la résistance sont des critères prépondérants. Le module de Young E , ou module d'élasticité en traction, caractérise la rigidité du matériau. Plus il est élevé, plus le matériau est rigide et se déforme difficilement. Le module de

Young s'exprime en pascals et correspond à la contrainte mécanique appliquée pour une déformation donnée (100 %). Il est défini par le rapport de la contrainte à la déformation élastique :

$$E(t, T) = \frac{\tau}{\varepsilon(t, T)} \quad (\text{A-1})$$

Pour les métaux et céramiques, E est considéré constant à température ambiante. Ce n'est pas le cas pour les polymères : un polymère mis sous charge se déforme d'une quantité qui augmente de manière significative avec la durée de chargement et la température. La figure A-3 représente la variation de E en fonction de la température pour un polymère amorphe. Il existe des grandeurs comparables au module de Young pour la flexion (module d'élasticité en flexion E_f) et la compression (module d'élasticité isostatique K). Plus un polymère est réticulé, c'est-à-dire qu'il existe de nombreuses liaisons covalentes entre ses chaînes moléculaires, plus il sera rigide et son module E sera grand (figure A-4). Les thermodurcissables sont donc plus rigides que les thermoplastiques. La cristallisation augmente également le module, mais n'empêche pas la fusion [A3].

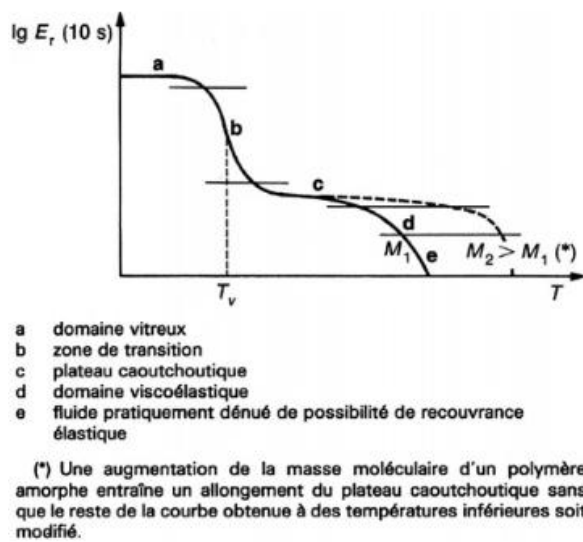


Figure A-3 : Variation du module E en fonction de la température pour un polymère amorphe [A4]

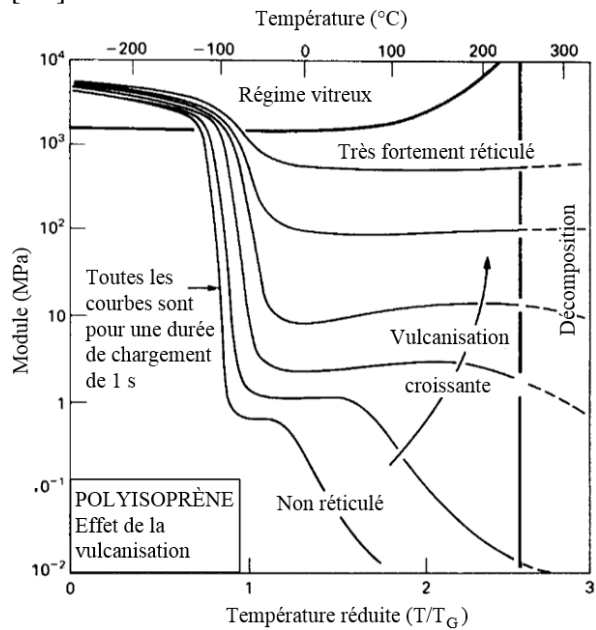


Figure A-4 : Influence de la réticulation sur l'évolution du module pour le polyisoprène [A3]

À ne pas confondre avec la rigidité, la résistance d'un solide correspond à la contrainte pour laquelle sa forme est modifiée de façon irréversible. Cinq des mécanismes qui limitent la résistance des polymères ont été mis en évidence [A3] :

- la rupture fragile à basse température (au-dessous de $0,75 T_g$), comme celle du verre ordinaire ;
- l'étirage à froid (50°C au-dessous de T_g), qui étire les molécules à l'état solide et modifie profondément la forme de l'objet ;
- le cisaillement localisé en compression, qui crée des bandes de glissement ;
- les craquelures, sortes de microfissures associées à un étirage local ;
- l'écoulement visqueux (bien au-dessus de T_g), lorsque les liaisons secondaires ont fondu.

Dans les caloducs, les propriétés de rigidité sont plus importantes que la résistance, puisque l'on cherche à maintenir la déformation élastique en dessous d'une valeur acceptable.

A.1.3.2 Propriétés thermiques

La conductivité thermique des polymères est remarquablement faible comparée à celle des métaux : elle est généralement comprise entre 0,1 et 0,5 W/m.K. Cela constitue un inconvénient majeur pour les applications dans le domaine des transferts thermiques, en particulier pour les échangeurs de chaleur et caloducs.

A.1.3.3 Propriétés chimiques et barrières

Les polymères ont une grande stabilité chimique et sont résistants à la corrosion. Pour une première approche, la figure A-5 fournit les résistances aux produits chimiques comparées de divers matériaux utilisés en génie chimique.

	H ₂ SO ₄ concentré	H ₂ SO ₄ dilué	NaHSO ₃ solution	HCl concentré	HCl dilué	HNO ₃ concentré	HNO ₃ dilué	HF 50 %	NaOH 50 %	Paraffines	Cétones	Amines	Alcools	Aromatiques
Métaux														
Hastelloy B	E	B	M	E	B	N	N	B	E					
Acier inox 316	B	B	B	N	N	E	E	M	E					
Acier inox 304	M	M	M	N	N	E	E	N	E					
Acier au carbone	B	N	N	N	N	N	N	N	E					
Bronze	N	M	M	N	N	N	N	N	M					
Cuivre	M	B	B	N	M	N	N	B	B					
Aluminium	M	M	B	N	N	M	N	N	N					
Plastiques														
Polyéthylène	E	E	E	E	E	B	E	E	E	B	M	M	E	M
Polypropylène	E	E	E	E	E	E	E	N	E	E	B	B	E	M
PVC	E	E	E	E	E	B	E	E	E	E	M	M	E	N
Fibres verre/Polyester	M	E	E	E	E	M	E	N	B	B	N	N	E	N
Fibres verre/Époxy	M	E	E	E	E	M	E	M	E	E	M		E	E
Fibres verre/Vinylester	B	E	E	E	E	M	E	N	E	B	N	N	E	N
Fibres verre/Furane	M	E	E	E	E	N	M	N	E	E	E	E	E	E
Époxyde	M	E	E	E	E	M	E	B	E	E	M		E	E
Téflon	E	E	E	E	E	E	E	E	E	E	E	E	E	E
Elastomères														
Neoprène	N	M	E	N	M	N	M	B	B	B	N	B	E	M
Buna N	N	M	E	N	M	N	M	M	B	E	N	N	B	M
Éthylène Propylène		B	E	M	E	M	B	B	E	B	E	B	E	B
Silicone		M	E	N	N	N	M	N	B	N	N	B	E	B

E

 Excellent, pas d'effet notable

B

 Bon (peu de limitations)

M

 Moyen (satisfaisant dans certaines conditions)

N

 Non valable
 Pas de données

Figure A-5 : Résistances aux produits chimiques comparées de divers matériaux (à température ambiante) [A5]

Outre la compatibilité du polymère avec le fluide de travail, l'étanchéité de l'enceinte est primordiale pour la fabrication d'un caloduc : s'il y a des fuites ou que le polymère est perméable, la quantité de fluide pourrait diminuer ou des gaz incondensables pourraient s'introduire dans le caloduc, diminuant ses performances. L'existence ou non de fuites relève de la bonne conception et fabrication de la structure, mais la perméabilité est une propriété intrinsèque du matériau. La fabrication de caloducs nécessite donc des matières ayant d'excellentes propriétés barrières.

Pour un gaz donné, la perméabilité P du matériau (en $\text{mol}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$) est le produit d'un paramètre cinétique, le coefficient de diffusion \mathcal{D} , et d'un paramètre thermodynamique, la solubilité S [74] :

$$P = \mathcal{D} \cdot S \quad (\text{A-2})$$

Le tableau A-1 détaille l'influence du système gaz / polymère et de la température sur la perméabilité : pour avoir des propriétés barrières intéressantes, un polymère doit être fortement réticulé et cristallin.

Tableau A-1 : Influence du système gaz / polymère et de la température sur la perméabilité [A6]

Paramètre influant	Effet sur \mathcal{D}	Effet sur S	Effet sur P
Taille du gaz	--	+	-
Condensabilité du gaz	0	+	+
Densité d'énergie de cohésion (CED) du polymère	-	gaz polaire : + gaz non polaire : 0	gaz polaire : - polymère de faible CED : - polymère de forte CED : + gaz non polaire : -
Réticulation	-	0	-
cristallinité	-	-	-
Flexibilité des chaînes	+	0	+
Température	++	-	+

Le meilleur indicateur des capacités barrières reste la mesure du flux de perméation J dans des conditions de pression, température et hygrométrie proches de l'application : on parle de test de perméation. L'allure de l'évolution du flux mesuré au cours du temps est représentée sur la figure A-6. Le flux J_{∞} obtenu en régime permanent est lié à la perméabilité P par la relation :

$$J_{\infty} = P \frac{\Delta p}{e} \quad (\text{A-3})$$

avec Δp , différence de pression de part et d'autre de la membrane et e , épaisseur de l'échantillon [74]. L'oxygène et l'eau sont les éléments les plus fréquemment rencontrés dans les différentes applications des polymères. La figure A-7 permet de visualiser les performances barrières des principaux polymères utilisés dans le domaine de l'emballage pour leur effet barrière à la vapeur d'eau et à l'oxygène, dont le flux de perméation est noté respectivement WVTR et OTR.

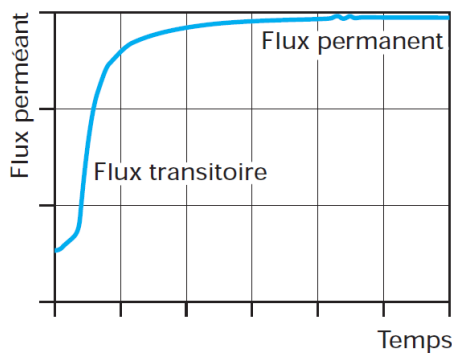


Figure A-6 : Évolution du flux de perméation lors de la mesure [74]

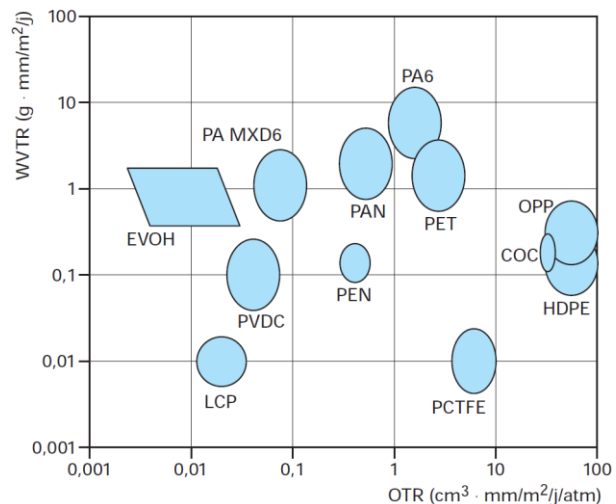


Figure A-7 : WVTR et OTR des principaux polymères utilisés comme barrière [74]

A.1.3.4 Amélioration des propriétés

La faible conductivité thermique des polymères comparée aux métaux traditionnellement utilisés dans les caloducs, ainsi que leur domaine de températures d'utilisation limité sont autant d'obstacles à surmonter pour le développement de caloducs en polymère.

L'ajout de charges, sous forme de fibres ou de particules, dans une matrice polymère permet l'amélioration des propriétés thermiques, ainsi que le renforcement mécanique du matériau : on parle de polymère composite. Par exemple, l'inclusion de 50 % en volume de fibres de carbone ayant une conductivité de 500 W/m.K augmente la conductivité du PPS de 0,3 W/m.K à 15 W/m.K [A7]. Cependant, pour qu'il y ait une synergie entre les constituants, les charges doivent être de petite taille et leur effet dépend de leur orientation. En effet, la conductivité du PPS dans la direction perpendiculaire aux fibres est de seulement 0,9 W/m.K. Les propriétés de composites peuvent donc être fortement anisotropes. L'insertion d'additifs dans une matrice polymère peut aussi avoir pour objectif d'augmenter ses capacités barrières avec des charges actives (*oxygen scavengers*) ou passives [74].

En plus de l'amélioration intrinsèque des propriétés des matériaux, une amélioration extrinsèque est possible par le dépôt de couches externes ou internes (dépôts organiques ou de carbone amorphe, métallisation, etc.). Des structures multicouches existent : elles combinent les meilleures propriétés de différents éléments. Dans de telles structures, la couche extérieure est généralement sélectionnée pour ses propriétés mécaniques et barrières tandis que la couche interne l'est pour sa soudabilité et sa compatibilité avec le fluide. Des couches intermédiaires peuvent être nécessaires pour renforcer l'effet barrière et l'adhésion entre les couches.

Enfin, le mélange de polymères est intéressant dans la mesure où il permet l'accès à des solutions monocouches, mais cette technologie reste complexe car elle nécessite de maîtriser la morphologie du mélange et la compatibilité entre les constituants.

A.1.3.5 Vieillessement

Le vieillissement est défini comme une évolution lente et irréversible (dans les conditions d'utilisation) d'une ou plusieurs propriétés du matériau, résultant de modifications de sa structure, de sa morphologie ou de sa composition [A8]. La durée de vie attendue des polymères varie en fonction de leur secteur d'application : de moins de 1 an pour les emballages à 50 ans dans l'aéronautique. Pourtant, peu d'études existent à ce jour concernant le vieillissement des polymères. On distingue différents types de vieillissement en fonction des principaux facteurs supposés (tableau A-2).

Tableau A-2 : Classification des processus de vieillissement en fonction des principaux facteurs supposés [A8]

Facteur de dégradation / Type de vieillissement	Température	Oxygène	Ultra violet	Radiations ionisantes	Eau	Autres réactifs	Organismes vivants
Thermique	*	*					
Photochimique	*	*	*				
Radiolytique	*			*			
Radio-oxydant	*	*		*			
Hydrolytique	*				*	* (1)	
En milieu réactif	*					* (2)	
Biochimique	* (3)				*		*

(1) si le réactif est un acide ou une base, il s'agit toujours d'hydrolyse
(2) par exemple : sulfonation, halogénéation, nitration...
(3) Optimum vers 27 °C.

Certains polymères, tels que le PET, qui contient le groupement ester, les polyamides ou les polyimides, possèdent des groupements chimiques hydrolysables et sont donc susceptibles de subir une hydrolyse. Lorsque ce groupement se trouve dans le squelette de la macromolécule, l'hydrolyse entraîne une coupure du squelette carboné, d'où une altération des propriétés mécaniques à long terme. L'oxydation et l'exposition aux rayonnements ultraviolets (UV) peuvent également provoquer une dégradation des caractéristiques des polymères.

A.2. Synthèse bibliographiques des échangeurs et caloducs en polymère

Même si la recherche sur les caloducs en polymère n'en est qu'à ses débuts, les connaissances concernant les polymères ne cessent de s'accroître et plusieurs types de matériaux ont déjà été testés. Quels sont les verrous qui empêchent encore les caloducs en polymère de se développer, malgré leurs nombreux atouts ? Cette partie tente de répondre à cette question par un inventaire des études réalisées, des problèmes rencontrés et des solutions envisageables. Avant cela, nous nous intéresserons toutefois aux avancées concernant les échangeurs en polymère, technologie plus mature que les caloducs, pour connaître l'influence des parois polymères sur les phénomènes de transferts thermiques entre fluides.

A.2.1 Échangeurs en polymère

Les échangeurs conventionnels faits de métaux (cuivre, aluminium, acier inoxydable) sont lourds et relativement chers. De plus, lorsque les fluides utilisés sont corrosifs, les métaux doivent subir un traitement spécial. Une alternative est donc recherchée pour éviter ces inconvénients, tout en gardant des performances comparables. En plus des qualités précédemment citées, les polymères sont plus résistants à la corrosion et à l'encrassement que les métaux. Ils constituent donc une solution toute indiquée pour la fabrication d'échangeurs, même si certains obstacles sont difficiles à surmonter, en particulier leur faible conductivité thermique.

A.2.1.1 Matériaux polymères utilisés

Un certain nombre d'études rencontrées sur les échangeurs en polymère est synthétisé dans le tableau A-3. Cet état de l'art ne saurait être exhaustif, mais permet de répertorier les polymères ayant les propriétés adéquates pour la fabrication d'échangeurs thermiques : résistance chimique, à l'encrassement et à la corrosion, résistance mécanique acceptable et stabilité à des températures relativement hautes (de l'ordre de 100 °C, et jusqu'à plus de 200 °C pour le PEEK, le PTFE et FEP).

Tableau A-3 : Récapitulatif d'études concernant les échangeurs en polymère

Auteur	Matériau	Type d'échangeur	Fluides	Application	U (W/m ² .K)
Luckow (2010) [A9]	PP	plaques, contre-courant	eau de mer – méthane	traitement du gaz naturel	-
Chen (2009) [53]	PP	batterie à ailettes	eau – air	CVC*	9
Yan (2011) [A10]	PP modifié	tubes et calandre (fibres creuses)	eau – eau	applications industrielles	18 à 34
Zhao (2013) [A11]	PP	tubes et calandre (fibres creuses)	eau – eau	applications industrielles	450 à 650
Kocabaş (2015) [A12]	PP	plaques et ailettes, courants croisés	air – air	CVC	420 à 620
Rodgers (2015) [54]	PPS modifié	plaques, courants croisés	eau – air	refroidissement électronique	-
Ghosh (2016) [55]	PPS PA 66	batterie à ailettes	eau – air	traitement du gaz naturel	-
Zaheed (2005) [A13]	PEEK	compact à films de polymère ondulés, courants croisés	eau – eau	pile à combustible	-
Burns (2000) [A14]	PEEK	compact à films de polymère ondulés, courants croisés	eau – air (humide)	étude de la condensation pour applications industrielles	60 à 370
Dreiser (2015) [A15]	PEEK	évaporateur à couche mince	eau – eau eau – eau s'évaporant	désalinisation	550 à 1400 3200 à 4500
Deronzier (1997) [A16]	LCP	plaques, contre-courant	eau – eau	récupération de chaleur	150 à 230
Park (2008) [A17]	PEX HTN	batterie à ailettes	eau – air	CVC	-
Liu (2000) [A18]	PEX HTN	tubes et calandre	eau – eau	chauffe-eau solaire	-
Wharry (2007) [A19]	FEP	tubulaire	liquide – liquide	bains à température contrôlée, fluides corrosifs	-
Cheng (2005) [A20]	PTFE PVDF	compact, courants croisés	eau – air eau – air et vapeur d'eau se condensant	étude de la condensation en gouttes	80 à 130 150 à 600
El-Dessouky (1999) [A21]	PTFE	tubes et calandre	eau de mer – eau de mer s'évaporant	désalinisation	-
Laaber (2014) [A22]	PTFE renforcé	plaques	eau – eau eau – toluène eau – hexane	industrie chimique, condensation de solvants	-
Brouwers (1996) [A23]	PVDF, PP	plaques, courants croisés	eau – air	traitement des fumées	50

*CVC : chauffage, ventilation et climatisation

Plusieurs auteurs ont utilisé des polymères modifiés, c'est-à-dire ayant des caractéristiques améliorées, en particulier leur conductivité thermique λ . Le PP et le PPS modifiés utilisés par Chen *et al.* [53] et Rodgers *et al.* [54] sont disponibles dans le commerce. Il s'agit probablement de polymères composites contenant des charges conductrices. L'influence de λ sur les performances de l'échangeur est abordée dans la section suivante.

D'autres chercheurs, dont Reay *et al.* [A24], ont comparé les performances de multiples polymères pour des applications dans le domaine des échangeurs. Le PPS s'est illustré comme le plus résistant à la corrosion parmi les thermoplastiques testés, dont le PTFE, le PVDF et le FEP. De plus, Reay dénote déjà, en 1988, un intérêt croissant pour les LCP grâce à leur résistance chimique et à leurs propriétés mécaniques supérieures aux autres polymères.

Eveloy *et al.* [A25] ont comparé vingt-sept polymères composites à hautes conductivités thermiques disponibles à la vente et contenant du PP, du PPS, du PA 66, du PEEK ou encore des LCP.

Deux groupes de composites se sont distingués : ceux contenant du PPS et du PA 66. Le PA 66 présente les meilleures propriétés mécaniques et thermiques à température ambiante, cependant, sa capacité d'absorption d'eau est aussi la plus élevée des polymères testés, ce qui pourrait avoir un effet néfaste sur son comportement mécanique et sa stabilité chimique. Le PPS composite a des caractéristiques mécaniques un peu plus faibles mais correctes et absorbe très peu l'humidité. Il est somme toute considéré, pour cette étude, comme le composite le plus prometteur pour la fabrication d'échangeurs thermiques.

A.2.1.2 Influence de la conductivité thermique

Chen *et al.* [53] ont comparé les performances de trois batteries à ailettes : du PP standard ($\lambda = 0,2 \text{ W/m.K}$) a servi à façonner la première, tandis que les deux autres ont été faites de PP aux propriétés thermiques améliorées ($\lambda = 2,3$ et $16,5 \text{ W/m.K}$). Leur étude a mis en évidence le fait que la résistance thermique du polymère n'est dominante que dans le cas d'une conductivité thermique faible, telle que celle du PP standard. La figure A-8 montre que quand λ est inférieur à 15 W/m.K , toute augmentation est bénéfique pour la performance de l'échangeur. Au-delà de 20 W/m.K , la résistance thermique liée à la convection côté air est prépondérante, donc tout effort d'augmentation de la conductivité du polymère ne sera pas payant. Il faudrait alors augmenter le coefficient d'échange entre le gaz et la paroi.

Luckow *et al.* [56] ont réalisé le même type d'étude sur des échangeurs à plaques à canaux rectangulaires. Leur but principal était d'évaluer les performances de polymères composites de conductivité comprise entre 5 et 40 W/m.K , comparable à celles des métaux résistants à la corrosion. Les résultats obtenus sont les suivants : un échangeur en polymère de conductivité 5 W/m.K permet de transférer 85% du flux qui serait transféré par un échangeur en cuivre dans les mêmes conditions ; ce taux s'élève à 92% pour un composite de conductivité 10 W/m.K , puis à 95% si $\lambda = 20 \text{ W/m.K}$. En conclusion, le flux transféré n'augmente plus de manière significative avec l'augmentation de la conductivité quand celle-ci dépasse une valeur seuil d'environ 10 W/m.K . La contribution de la résistance thermique côté gaz s'élève alors à 90% de la résistance totale. Rodgers *et al.* [54] et Ghosh *et al.* [55] sont parvenus à des conclusions similaires : au-delà d'une valeur seuil, respectivement évaluée à 10 et 20 W/m.K , le flux transféré est peu dépendant de la conductivité thermique du matériau (figure A-9).

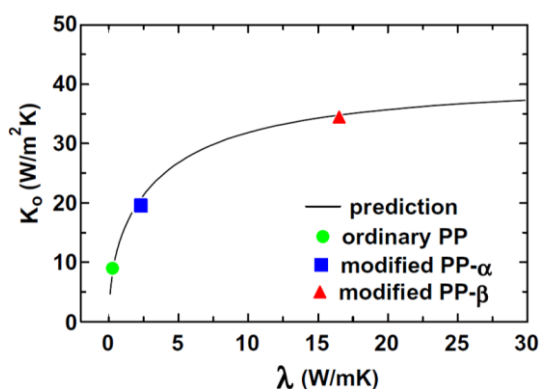


Figure A-8 : Évolution du coefficient de transfert thermique global en fonction de la conductivité thermique [53]

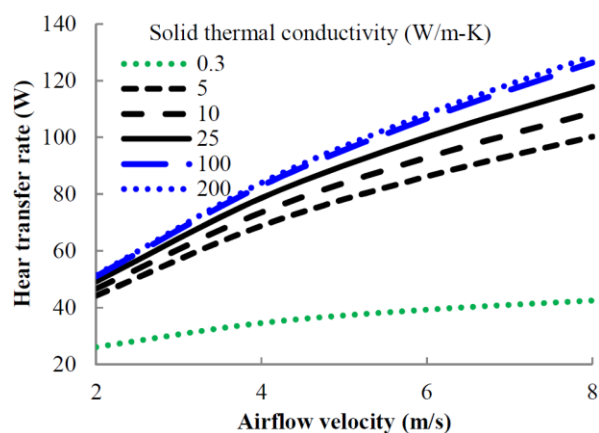


Figure A-9 : Évolution du flux transféré en fonction de la conductivité [55]

Contrairement aux polymères purs, pour lesquels la faible conductivité thermique est rédhibitoire, même en réduisant les épaisseurs au strict minimum pour le maintien de la structure, les polymères composites à haute conductivité (supérieure à 10 , voire à 20 W/m.K) permettent d'obtenir des performances comparables aux métaux, particulièrement dans les échangeurs gaz-liquide où la résistance convective côté gaz est importante. Cette conclusion concernant les échangeurs s'étend aussi aux caloducs, puisqu'ils sont le siège de phénomènes de transferts thermiques comparables. Notre étude vise essentiellement à l'élaboration d'un caloduc en polymère de type chambre de vapeur, avec ailettes

intégrées dans la structure. Au niveau du condenseur, l'enceinte du caloduc séparera donc de l'air en convection forcée d'une part ($h_{air} \approx 100 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$) et de l'eau se condensant d'autre part ($h_{eau} \approx 10\,000 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$). Il nous faudra donc vérifier la condition suivante :

$$h_{conduction} \gg h_{air} \quad \text{soit} \quad \lambda/e \gg 100 \text{ W/m}^2\cdot\text{K} \quad (\text{A-4})$$

avec λ , conductivité thermique et e , épaisseur du polymère.

Concernant le choix des matériaux, en revanche, les polymères adaptés pour les échangeurs ne le sont pas forcément pour les caloducs. Dans les deux cas, la compatibilité chimique entre le polymère et le(s) fluide(s) ainsi qu'une bonne résistance mécanique sont nécessaires, mais les conditions de température et, surtout, de pression auxquelles l'enceinte d'un caloduc est soumise peuvent être plus extrêmes. De surcroît, d'excellentes propriétés barrières sont primordiales pour assurer l'étanchéité et l'herméticité du caloduc, nécessaires à son bon fonctionnement.

A.2.2 Caloducs en polymère

La recherche sur les caloducs soulève un immense intérêt, en particulier dans le domaine du contrôle thermique des composants électroniques, où ils constituent la solution la plus prometteuse face à la miniaturisation et à l'augmentation des flux surfaciques à évacuer. La grande majorité des caloducs disponibles à l'heure actuelle sont faits de métaux et ces systèmes, bien qu'efficaces, peuvent parfois être lourds, en particulier à cause de la nécessité d'utiliser un dissipateur quand de l'air est utilisé comme fluide de refroidissement. Plus encore que pour les échangeurs, la réduction du poids grâce à l'utilisation de matériaux polymères représente un atout de taille pour les applications industrielles. De plus, les caloducs en métal rigides ne sont pas compatibles avec le refroidissement d'appareils pliables ou quand la source chaude est en mouvement par rapport à la source froide. C'est pourquoi les caloducs flexibles, qui acceptent les déformations tout en conservant des performances thermiques remarquables, font l'objet de nombreux développements. Toutefois, certaines limitations inhérentes aux matériaux polymères risquent de compromettre l'avancée des travaux et constituent autant de défis à relever.

A.2.2.1 Problèmes rencontrés dans la littérature

Une des principales limitations déjà abordée est celle de la forte résistance thermique des polymères qui, dans les caloducs, dégrade les échanges thermiques au niveau des sources et augmente la résistance thermique de l'ensemble du système. Pour diminuer la résistance thermique de l'enceinte polymère, plusieurs solutions ont été mises en œuvre.

En 2009, Oshman *et al.* [57] ont mis au point une technique visant à incruster du cuivre dans le polymère et à créer des « traversées thermiques » (*copper thermal vias*) au niveau de l'évaporateur et du condenseur. Les figures A-10 et A-11 représentent le schéma du caloduc ainsi obtenu et les différentes étapes du procédé de fabrication. Cette technique a été employée dans de nombreuses études [52,57-61,A26-A27] avec différents polymères tels que le LCP, le caoutchouc silicone Q et le FR4. Les

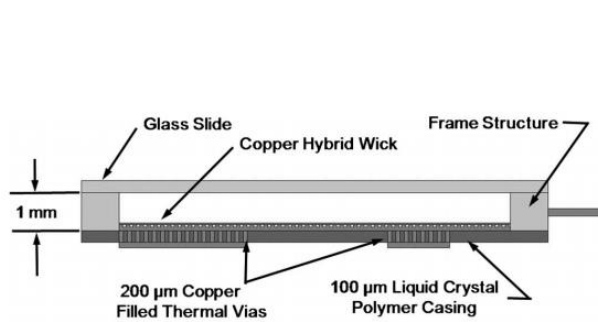


Figure A-10 : Caloduc plat de Oshman *et al.* [58]

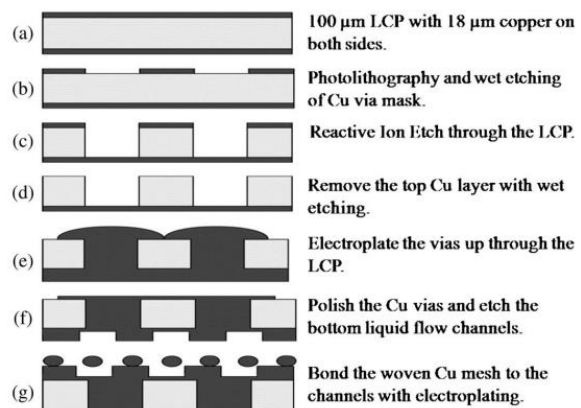


Figure A-11 : Procédé de fabrication de traversées thermiques [57]

résultats obtenus sont intéressants puisque la résistance du caloduc est entre 2 et 4,5 fois plus faible que celle du cuivre de référence [58-60]. Dans le cas du caloduc plat en FR4 (figure A-12), la méthode des « traversées thermiques » a permis une diminution de la résistance du substrat de 57 %. Cette résistance étant prépondérante, on obtient alors un gain de 20 à 25 % sur les performances globales du caloduc.

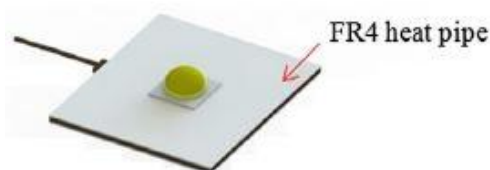


Figure A-12 : Caloduc plat en FR4 [52]

Wu *et al.* [62-63] et Chen *et al.* [64] ont contourné le problème de façon plus simple en incorporant, dans leur caloduc plat, une plaque de cuivre directement en contact avec les sources chaude et froide grâce à des fenêtres découpées dans le PET (figure A-13). Des couches de cuivre ou de graphite, bons conducteurs thermiques, ont aussi été placées au niveau de l'évaporateur et du condenseur par d'autres auteurs, dont Tanaka [A28], Ji [A29] et Lin [A30]. Dans tous les cas, réduire l'épaisseur de polymère permet de limiter la résistance thermique de l'enceinte, mais la structure doit pouvoir résister aux sollicitations mécaniques. La grande majorité des caloducs plats présentés contiennent des renforts pour éviter l'effondrement sous basse pression, mais les composés multicouches, tel que le polyimide recouvert de cuivre utilisé par Lewis *et al.* [A31], permettent de réduire encore cette épaisseur. Enfin, le problème de conductivité thermique ne s'est pas posé à Yang *et al.* [51, A32], qui ont utilisé un polymère seulement au niveau de la section adiabatique, qu'ils voulaient flexible, le reste étant fait de cuivre (figure A-14).

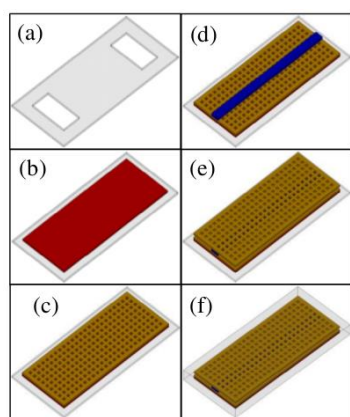


Figure A-13 : Procédé de fabrication du caloduc de Wu *et al.* [63]

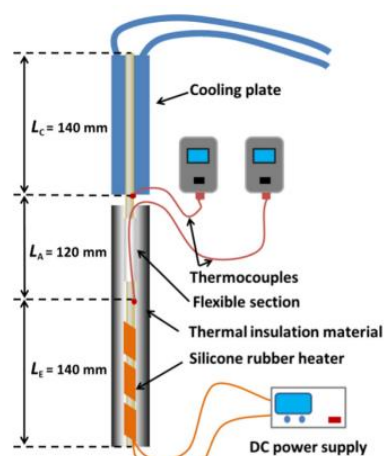


Figure A-14 : Caloduc de Yang *et al.* [51]

Malgré l'utilisation de renforts et des épaisseurs de polymère suffisantes, les caloducs ne résistent pas toujours aux fortes différences de pression. Wu *et al.* [62-63] et Chen *et al.* [64] ont vu leurs couches de PET se décoller et une fuite apparaître lorsque la puissance a dépassé 30 W. Le procédé de laminage à chaud utilisé pour assurer la cohésion du caloduc semble donc insuffisant, même s'il est rapide et peu cher. Le procédé de collage évoqué par Oshman *et al.* [61] et utilisant du FEP comme adhésif serait peut-être plus performant. Pour s'assurer de la résistance de leur caloduc avant toute utilisation, Ogata *et al.* [A33] ont réalisé un test de tenue mécanique avec une surpression de 0,4 MPa pendant 3 minutes.

En plus d'assurer l'absence de fuite, la structure doit également avoir d'excellentes propriétés barrières. Pour cela, le choix du polymère a une grande importance. Tous les auteurs ayant utilisé le LCP, par exemple, n'ont rencontré aucun problème de perméabilité aux gaz ou aux liquides. Cependant, si le polymère n'est pas suffisant, des solutions existent pour éviter toute diffusion à travers l'enveloppe du caloduc. Elles ont été rapidement évoquées au paragraphe A.1.3.4 sur l'amélioration des propriétés

des polymères. Hilderbrand *et al.* [A34] et Oshman *et al.* [61,65] ont choisi de fabriquer une structure plaquée de métal ou d'inclure dans celle-ci une fine couche métallique barrière (de l'ordre de 9 μm). Lewis *et al.* [A35], quant à eux, ont appliqué par ALD (*atomic layer deposition*) un film adhésif de Al_2O_3 , suivi d'un film de TiO_2 pour protéger le polymère de l'humidité et rendre le caloduc parfaitement hermétique. Enfin, Ogata *et al.* [66] ont recouvert leur caloduc en PET d'un film barrière dont la nature n'est pas précisée.

Les polymères étant beaucoup plus résistants aux attaques chimiques que les métaux, aucun problème lié à la compatibilité avec le fluide n'a été relevé. Plusieurs tests de compatibilité avec des polymères ont confirmé cette qualité [67,A33]. En revanche, Lewis *et al.* [A31] ont témoigné de la corrosion de l'étain contenu dans leur soudure au contact de l'eau, à l'origine de la production de gaz incondensables.

A.2.2.2 Choix de matériaux polymères

Les différents matériaux utilisés dans la littérature et les performances obtenues sont reportés dans le tableau A-4. Nous comparons les différents systèmes en termes de résistance, de conductivité thermique et / ou de rapport à une référence (cuivre de même géométrie ou caloduc vide), en fonction des informations données par les auteurs. Comme expliqué précédemment, les résistances et conductivités globales données dépendent de la longueur du caloduc : ce sont des indicateurs de performance non comparables. Le rapport avec une référence est davantage significatif. Compte tenu

Tableau A-4 : Récapitulatif des articles sur les caloducs en polymère

Auteur	Type	Orien- tation	Polymère(s)	Fluide	Refroidis- sement	R_{th} (K/W)	λ (W/m.K)	Rapport réf.	Puissance (W/cm ² – W)
Oshman (2009) [57]	FHP	H	LCP	eau	eau	-	850	21 (vide)	3,0 – 3,0
Oshman (2011) [58]	FHP	H	LCP	eau	eau	-	830	2 (Cu)	11,9 – 11,9
Oshman (2012) [59]	FHP	H	LCP	eau	eau à 10°C	-	1650	3 (Cu)	62,5 – 40
Shi (2015) [60]	FHP	H	LCP	eau, acétone	air ambiant	1,0	-	4,5 (Cu)	4,6 – 10,3
Wang (2003) [67]	-	-	LCP	-	-	-	-	-	-
Hilderbrand (2007) [A34]	FHP	H	PE	eau	eau	1,0	-	-	? – 5
Oshman (2013) [65]	FHP	H	PET, PE	eau	eau à 10°C	1,2	-	3,8 (Cu)	2,9 – 25
Wu (2012) [62]	FHP	H	PET	méthanol	air à 25°C	0,157	13 260	-	? – 26
Chen (2013) [64]	FHP	H	PET	méthanol	air à 25°C	0,146	18 310	-	? – 26
Wu (2012) [63]	FHP	H	PET	méthanol	air à 25°C	0,146	-	-	? – 26
Ogata (2014) [66]	PHP	H	PET	HFE	eau	8	-	1,2 (Cu)	? – 7
Ogata (2014) [A33]	PHP	H	résine	HFE	eau	10,1	-	0,9 (Cu)	? – 4,11
Oshman (2012) [61]	FHP	H	polymère, PET, PI Kapton, tout polymère	eau	air	1,6 1,5 5,1	-	12,5 (vide) 2,3 (Cu)	- - ? – 20
Tanaka (2009) [A28]	cyl.	V+	PI	eau, butanol, heptanol	eau	-	-	-	-
Lewis (2015) [A31]	FHP	H	PI Kapton	eau	eau à 22°C	4,1	-	3,0 (Cu)	5 – 8
Lewis (2015) [A35]	FHP	H	PI Kapton	eau	-	11,9	540	1,4 (Cu)	4,8 – 9,5
Ji (2013) [A29]	PHP	V+	MQ PDMS	éthanol, Al_2O_3 /éthanol	eau à 40°C	2,6 2,5	-	-	0,7 – 20 0,7 – 20
Lin (2009) [A30]	PHP	V+	MQ PDMS	méthanol	eau à 15°C	8	-	-	? – 8
Hsieh (2013) [A26]	FHP	H	Q	eau	eau à 15°C	6	-	-	12,7 – 12,7
Yang (2014) [51]	cyl.	V+	PU	eau	eau à 15°C	0,008	-	1000 (Cu)	0,7 – 12
Yang (2016) [A32]	FHP	H	FKM	eau	eau à 10°C	0,09	-	-	0,6 – 12
Yang (2015) [52]	FHP	V-	FR4	eau	eau à 5°C	3,8	-	-	? – 16
Ye (2014) [A36]	LHP	H	polymère acrylique	éthanol	-	-	-	-	-
Wits (2006) [A27]	FHP	H V+	multicouches PCB	eau	-	1,4 1,0	3080 4430	-	? – 10 ? – 10
Liu (2003) [A37]	Cône	V+	résine photo-durcissable	isopropanol	air ambiant	-	-	-	4,0 – ?
Liu (2002) [A38]	Cône	V-	résine photo-durcissable	isopropanol	air ambiant	-	20 000	-	-

H : horizontal

V+ : vertical, condenseur en haut

V- : vertical, condenseur en bas

des limites de fonctionnement d'un caloduc, un autre paramètre important est la densité de flux qu'il peut transférer.

Chacune des familles de polymères utilisée présente des avantages et inconvénients.

Les *polymères à cristaux liquides* (LCP) sont des polymères thermoplastiques dont la structure, très fortement cristalline, et les propriétés physiques sont uniques. Ils offrent une combinaison de caractéristiques mécaniques, chimiques, thermiques et électriques inégalées par les autres polymères utilisés dans l'industrie. Ils absorbent peu l'humidité (~ 0,02 %) et leur perméabilité à la vapeur d'eau est très faible. Pour les autres gaz, dont l'oxygène, le dioxyde de carbone ou l'azote, leurs performances barrières sont au-dessus de la norme, comme le confirme la figure A-7. Par ailleurs, l'infiltration des gaz à travers le LCP n'est pas affectée par le taux d'humidité, même quand la température est élevée (de l'ordre de 150 °C) [67]. Ensuite, la résistance chimique de ce polymère est excellente : il n'est pratiquement pas affecté par la plupart des acides, bases et solvants, sur des durées considérables et sur une large plage de températures [67]. Pour couronner le tout, ses propriétés mécaniques – résistance à la traction comparable à celle des plastiques techniques renforcés, grands module de Young et température de fléchissement sous charge, faible coefficient de dilatation thermique – sont remarquables et le rendent attractif dans de nombreux domaines de fabrication [A16]. Enfin, les indices relatifs de température (IRT) des LCP témoignent de leur stabilité thermique exceptionnelle : ils se situent entre 210 et 240 °C pour la plupart des propriétés, et ce pour des épaisseurs aussi faibles que 0,8 mm. L'indice relatif de température n'est pas la température maximale d'utilisation, mais un moyen de comparer la résistance au vieillissement thermique de différents polymères. Chaque fois que l'IRT augmente de 10 °C, on considère que la durée de vie d'un polymère dans des conditions données est doublée [A39]. Les LCP sont également résistants aux rayonnements [A40].

Le *polyéthylène* (PE) est un des polymères thermoplastiques les plus utilisés. Ses propriétés mécaniques varient beaucoup entre les PE-HD (haute densité) et les PE-BD (basse densité). Ces matériaux se distinguent par un taux de cristallisation variable : pour les PE-BD, il se situe entre 40 et 50 % ; pour les PE-HD, entre 60 et 80 % [A41]. La résistance à la chaleur est moins bonne que celle de la plupart des thermoplastiques ; même si celle du PE-HD est considérablement plus élevée que celle du PE-BD [A41]. Le PE a, par contre, une assez bonne résistance aux agents chimiques : il n'est pas attaqué par les acides et bases fortes, mais reste sensible aux substances très oxydantes. En outre, certains solvants (aliphatiques et aromatiques) provoquent un ramollissement ou un gonflement. La résistance est meilleure si la cristallinité est élevée, mais elle baisse légèrement si la température augmente [A42-A43]. Les polyéthylènes sont hydrophobes et peu perméables à la vapeur d'eau. En revanche, leurs propriétés barrières sont assez faibles pour d'autres gaz, tels que le dioxyde de carbone et l'oxygène [A42-A43]. Enfin, les PE sont sensibles au rayonnement solaire, plus particulièrement dans le domaine ultraviolet. Après une exposition prolongée, le vieillissement se traduit par une altération des propriétés mécaniques et de la teinte. Pour des applications de longue durée, on les protège par du noir de carbone ou par des adjuvants anti-ultraviolets [A42-A43].

Le *polyéthylène téréphtalate* (PET) est un polyester thermoplastique capable de cristalliser. Sa structure lui confère une stabilité thermique relativement bonne et une rigidité élevée. Le PET résiste pendant longtemps aux fortes sollicitations [A44-A45]. Les très bonnes performances barrières du PET sont également à mentionner (figure A-7) ; il est imperméable à l'air et hydrophobe [A46]. D'après Chen *et al.* [64], la résistance mécanique et chimique de ce polymère, ainsi que son aptitude à être aisément mis en forme et collé en font un matériau idéal pour l'enceinte des caloducs, en remplacement des métaux. Le PET résiste bien aux graisses, aux huiles et à de nombreux solvants organiques et hydrocarbures, cependant, sa résistance aux acides et aux bases reste limitée [A47]. En effet, ce matériau est sensible au phénomène d'hydrolyse en milieu neutre, acide et surtout alcalin. Les cinétiques de réactions sont tout de même assez lentes : après plus de 6 ans d'exposition à 50 °C en milieu neutre, une perte de 20 % de la résistance à la traction de PET a été observée. Ce délai a été réduit à 1 an et demi pour un pH de 1 [A47].

Les *polyimides* (PI) [A48] sont connus pour conserver leurs propriétés sur une large plage de températures, aussi bien aux températures froides qu'aux températures élevées. Ils sont adaptés pour des

utilisations en continu à des températures pouvant atteindre 200 °C. Les polyimides linéaires étant variés, leurs propriétés mécaniques diffèrent mais, globalement, leur tenue mécanique est très bonne et leur rigidité comparable à celle de résines chargées de fibres de verre. Ces polymères sont peu affectés par les solvants organiques usuels, mais sont attaqués par les bases, les acides concentrés et les milieux fortement alcalins. Ils sont utilisables en milieux aqueux jusqu'à 100 °C, même si l'absorption d'eau peut provoquer une chute sensible des propriétés mécaniques, recouvrées après séchage. Au-delà de cette température, l'immersion dans l'eau est déconseillée car il y a un risque d'hydrolyse. Enfin, les polyimides présentent une excellente tenue aux radiations.

Les *caoutchoucs silicones* (Q) sont des élastomères dont le squelette est riche en silicium [A49]. Leur structure leur confère des propriétés intéressantes :

- stabilité thermique ;
- tenue au vieillissement naturel, à la lumière et à l'ozone ;
- propriétés modulables d'anti-adhérence ou d'adhésion ;
- stabilité chimique vis-à-vis de nombreux produits ;
- propriétés modulables d'hydrophobie ou d'organophobie ;

En l'absence de catalyseurs acides ou basiques, la stabilité à l'hydrolyse des silicones est très bonne. Cependant, il faut noter la sensibilité aux hydrocarbures, produits chlorés, acides et bases forts et certains solvants organiques. Le point faible des caoutchoucs silicones réside dans leurs propriétés mécaniques, plus faibles que celles des autres élastomères. Ils ne sont pas destinés à la fabrication de pièces à résistance mécanique élevée, mais sont plutôt utilisés pour leur souplesse, leur élasticité ou leur pouvoir d'amortissement. On peut les renforcer par des charges minérales, dont la silice. Enfin, les silicones sont très perméables aux gaz et à la vapeur d'eau, ce qui constitue un inconvénient majeur dans le cadre de l'application envisagée.

Le *polyuréthane* thermoplastique (TPU) se caractérise par une bonne flexibilité et une grande élasticité. Le module de Young est bas comparé à d'autres thermoplastiques, mais supérieur à celui des élastomères. Ce matériau a une grande résistance à l'usure, aux chocs et aux contraintes dynamiques. En fonction de la dureté, il est possible d'exposer les TPU momentanément à 120 °C ; toutefois, il est conseillé de ne pas les exposer à plus de 90 °C pendant une longue durée [A50]. La résistance aux produits chimiques est bonne ou suffisante en fonction des agents chimiques. Le gonflement des TPU est une réaction majeure lors d'attaques chimiques. Ce phénomène est réversible mais influence les qualités mécaniques. De plus, la résistance chimique baisse considérablement au-delà de 60 °C. Selon Yang *et al.* [51], le polyuréthane a des propriétés barrières supérieures à celles d'autres matériaux polymères tels que les silicones. Sous la lumière, les matériaux jaunissent plus ou moins, mais cela n'a pas d'effet sur leurs propriétés mécaniques [A50].

Les *caoutchoucs fluorés* (FKM) sont utilisés lorsqu'une résistance élevée à la propagation des flammes est nécessaire [A51]. Leurs propriétés mécaniques sont tout juste acceptables. Des propriétés de résistance moyennes peuvent être obtenues grâce aux charges renforçantes. La température d'utilisation permanente est excellente et peut monter jusqu'à 200 °C. La résistance thermique des FKM est la meilleure des élastomères. La flexibilité à froid est satisfaisante et varie fortement en fonction de la composition. Plus la teneur en fluor du caoutchouc est élevée, plus la résistance chimique du polymère et, en particulier, sa résistance au gonflement est importante. Les FKM résistent parfaitement aux huiles, graisses, hydrocarbures et aux acides minéraux. Ils sont en revanche sensibles aux solutions polaires comme l'acétone, au gaz ammoniac, aux amines, à la vapeur d'eau et à l'eau chaude ! Les acides organiques sont aussi à déconseiller. Enfin, les FKM sont très peu perméables aux gaz et résistants au vieillissement : leur structure n'offre aucun point d'attaque aux processus d'oxydation. Leur résistance aux rayonnements est par contre très faible, inférieure à tous les autres caoutchoucs [A51].

Le *FR4* est une résine époxyde thermodurcissable renforcée de fibres de verre. Ses performances mécaniques, qui restent très bonnes jusqu'à 100 °C ou plus, expliquent son emploi dans beaucoup d'appareillages électriques. Cependant, sa mauvaise résistance aux chocs constitue un point faible [A52]. Les résines époxydes ont une excellente résistance chimique vis-à-vis de nombreux produits

chimiques : bases, solvants et la plupart des acides, à l'exception de certains acides forts. Leurs propriétés barrières sont peu connues, mais l'absorption d'eau est très faible.

Les tableaux A-5 et A-6 synthétisent les propriétés connues des différentes familles de polymères étudiées, ainsi que leurs avantages et inconvénients pour l'utilisation dans des caloducs. Le tableau A-5 s'appuie sur les articles récapitulatifs des propriétés des thermoplastiques et thermodurcissables dans les *Techniques de l'Ingénieur* [A53-A54].

Tableau A-5 : Propriétés physiques et thermiques des polymères étudiés

Polymère	ρ (g/cm ³)	λ (W/m.K)	T_g (°C)	Température de fragilité (°C)	TRC (°C)	TFC à 1,8 MPa (°C)
LCP [A25,A39]	1,4	0,08	100 à 150	-196	200 à 240	168 à 275
PE-BD	0,91 à 0,94	0,3	-110 à -100	-100 à -70	80 à 90	30 à 40
PE-HD	0,94 à 0,97	0,35 à 0,47	-110 à -100	-100 à -75	100 à 120	45 à 60
PET	1,38	0,13 à 0,29	80	-40	80 à 140	60 à 100
PI	1,33 à 1,43	0,1 à 0,4	217 à 315	N.R.	180 à 250	225 à 300
Q	1 à 1,7	0,2 à 0,4	N.R.	-100 à -60	110 à 300	N.R.
TPU	1,15 à 1,2	N.R.	-48 à -20	-70 à -40	85	N.R.
FKM [A55]	1,8 à 1,9	N.R.	N.R.	-40 à -10	190 à 250	N.R.
FR4	1,7 à 1,8	0,5	N.R.	N.R.	180 à 200	140 à 150

* N.R. : non renseigné, TRC : Température maximale de Résistance en Continue sans contrainte, TFC : Température de Fléchissement sous Charge

Tableau A-6 : Avantages et inconvénients des différentes familles de polymères

Famille de polymères	Avantages	Inconvénients
LCP	- excellente résistance mécanique et chimique - excellente stabilité thermique - excellentes propriétés barrières - résistance au rayonnement	- complexité de mise en œuvre
PE	- assez bonne résistance chimique - hydrophobe et peu perméable à la vapeur d'eau	- faible résistance à la chaleur - propriétés barrières faibles pour certains gaz, dont l'oxygène et le dioxyde de carbone - sensibilité au rayonnement
PET	- très bonne résistance mécanique - assez bonne stabilité thermique - hydrophobe et très bonnes propriétés barrières	- sensibilité à l'hydrolyse
PI	- très bonne tenue mécanique - excellente stabilité thermique - résistance au rayonnement	- absorption d'eau et sensibilité à l'hydrolyse au-delà de 100 °C
Q	- bonne stabilité thermique - résistance à l'hydrolyse - tenue au vieillissement et au rayonnement	- résistance mécanique faible - perméabilité aux gaz et à la vapeur d'eau
TPU	- bonne résistance aux chocs	- faible résistance à la chaleur - baisse de la résistance chimique au-delà de 60 °C
FKM	- excellente stabilité thermique - faible perméabilité aux gaz - tenue au vieillissement	- sensibilité à la vapeur d'eau et à l'eau chaude - faible résistance au rayonnement
FR4	- très bonne résistance mécanique et chimique - bonne stabilité thermique	- mauvaise résistance aux chocs

Même si l'ensemble des caractéristiques des différents polymères n'est pas connu, le LCP s'impose comme le meilleur candidat, suivi de près par le PET. Il serait toutefois intéressant que des investigations soient menées pour quantifier les performances barrières des autres polymères identifiés comme prometteurs dans les applications caloducs et échangeurs.

Parmi toutes les études de la littérature concernant les caloducs en polymère, les polymères composites à haute conductivité thermique brillent par leur absence. L'addition de fibres ou de particules permet pourtant, en plus d'augmenter la conductivité thermique, l'amélioration de la résistance mécanique et aux hautes températures. Ils sont certes plus chers et plus lourds que les polymères

standards, et leur comportement, souvent anisotrope, est moins bien connu, mais ils représentent une solution au problème récurrent de faible conductivité thermique des matériaux polymères. Comme expliqué précédemment, des conductivités de l'ordre de 10 ou 20 W/m.K permettraient d'obtenir des performances de transfert thermique comparables aux métaux au niveau d'un condenseur à ailettes.

A.3. Conclusions

Les études concernant les caloducs en polymère sont récentes et encore peu nombreuses, mais ils constituent une voie prometteuse dans le domaine du contrôle thermique des composants électroniques. L'influence de plusieurs paramètres, dont l'orientation, l'inclinaison ou la courbure du caloduc, sur la résistance thermique globale a été étudiée. Différentes géométries et structures capillaires ont aussi été testées, toujours dans le but d'obtenir une résistance thermique la plus faible possible. Enfin, comme dans les caloducs conventionnels, le taux de remplissage doit être optimal pour un compromis entre risque d'assèchement à l'évaporateur et excès de liquide. La charge optimale et la résistance thermique du caloduc dépendent du flux de chaleur. Compte tenu des limites de fonctionnement de ces systèmes, le flux maximal transférable est une donnée importante pour les caractériser.

Pour répondre aux défis posés par le développement de caloducs en polymère, les polymères à cristaux liquides (LCP) semblent adaptés. Ces matériaux, compatibles avec l'eau, ont déjà été utilisés par plusieurs chercheurs avec de bons résultats, ainsi que les PET, plutôt associés au méthanol car sensibles à l'hydrolyse. Par ailleurs, des LCP à haute conductivité thermique sont disponibles sur le marché. Leur utilisation permettrait d'obtenir de bonnes performances, sans avoir besoin de mettre en place une solution plus complexe pour compenser la faible conductivité thermique du polymère. L'opacité de ces matériaux, même pour de faibles épaisseurs, est toutefois un inconvénient majeur pour l'observation des phénomènes mis en jeu.

Les recherches précédentes ont montré qu'il était possible de réaliser des caloducs à faible résistance thermique malgré la conductivité limitée des polymères conventionnels. Dans un premier temps, le PET est donc sélectionné pour la réalisation d'un prototype. Contrairement aux LCP, ce polymère est très répandu, facile à se procurer et à mettre en œuvre. De plus, il existe des films de PET semi-cristallins et transparents, ce qui permettra de visualiser l'intérieur du caloduc.

Bibliographie

- [A1] Fontanille M, Gnanou Y. Structure moléculaire des polymères. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3037 (2008).
- [A2] Haudin JM. Développement de structures dans les polymères – Concepts généraux. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3120 (2015).
- [A3] Ashby MF, Jones DRH. Matériaux, 2. Microstructure et mise en œuvre. Tome 2. Paris, France, Dunod (1991), 385 p.
- [A4] Billon N, Bouvard JL. Propriétés et comportement mécanique des polymères thermoplastiques. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3115 (2015).
- [A5] Cognard P. Résistance chimique et à la corrosion des composites. *Techniques de l'Ingénieur*, COR500 (2004).
- [A6] Biophy Research. Perméabilité des polymères [en ligne]. Disponible sur : http://www.biophyresearch.com/wp-content/uploads/2013/02/doc_permeation.pdf (consulté le 26.04.2016)
- [A7] Bahadur R. Characterization, modeling, and optimization of polymer composite pin fins. *Thèse de doctorat*, Faculty of the Graduate School of the University of Maryland, College Park (2005) 273 p.
- [A8] Richaud E, Verdu J. Vieillissement chimique des polymères – Mécanismes de dégradation. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3151 (2011).
- [A9] Luckow P, Bar-Cohen A, Rodgers P, Cevallos J. Energy Efficient Polymers for Gas-Liquid Heat Exchangers. *Journal of Energy Resources Technology* **132** (2010) 021001.
- [A10] Yan X, Li B, Liu B, Zhao J, Wang Y *et al.* Analysis of improved novel hollow fiber heat exchanger. *Applied Thermal Engineering* **67** (2014) 114-121.
- [A11] Zhao J, Li B, Li X, Qin Y, Li C *et al.* Numerical simulation of novel polypropylene hollow fiber heat exchanger and analysis of its characteristics. *Applied Thermal Engineering* **59** (2013) 134-141.
- [A12] Kocabaş C, Savaş AF. Comparison of waste heat recovery performances of plate-fin heat exchangers produced from different materials. *Contemporary Engineering Sciences* **8** (2015) 453-466.
- [A13] Zaheed L, Jachuck RJJ. Performance of a square, cross-corrugated, polymer film, compact, heat-exchanger with potential application in fuel cells. *Journal of Power Sources* **140** (2005) 304-310.
- [A14] Burns JR, Jachuck RJJ. Condensation studies using cross-corrugated polymer film compact heat exchanger. *Applied Thermal Engineering* **21** (2001) 495-510.
- [A15] Dreiser C, Bart H-J. Falling film break-up and thermal performance of thin polymer film heat exchangers. *International Journal of Thermal Sciences* **100** (2016) 138-144.
- [A16] Deronzier JC, Bertolini G. Plate heat exchangers in liquid-crystal polymers. *Applied Thermal Engineering* **17** (1997) 799-808.
- [A17] Park Y, Jacobi AM. Polymer-tube-bundle heat exchanger for liquid-to-gas applications. *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, West Lafayette, USA (2008) Paper 929.
- [A18] Liu W, Davidson J, Mantell S. Thermal Analysis of Polymer Heat Exchangers for Solar Water Heating: A Case Study. *ASME Journal of Solar Energy Engineering* **122** (2000).
- [A19] Wharry SR Jr. Fluoropolymer heat exchangers. *Metal Finishing* **105** (2007) 667-677.

- [A20] Cheng L, Geld C. Experimental study of heat transfer and pressure drop characteristics of air / water and air-steam / water heat exchange in a polymer compact heat exchanger. *Heat Transfer Engineering* **26** (2005) 18-27.
- [A21] El-Dessouky HT, Ettouney HM. Plastic compact heat exchangers for single-effect desalination systems. *Desalination* **122** (1999) 271-289.
- [A22] Laaber L, Bart H-J. Chemical resistance and mechanical stability of polymer film heat exchangers. *Chemie Ingenieur Technik* **87** (2015) 306-311.
- [A23] Brouwers HJH, Van Der Geld CWM. Heat transfer, condensation and fog formation in crossflow plastic heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39** (1996) 391-405.
- [A24] Reay DA. The use of polymers in heat exchangers. *Heat Recovery Systems and CHP* **9** (1989) 209-216.
- [A25] Eveloy V, Rodgers P, Diana A. Performance investigation of thermally enhanced polymer composite materials for microelectronics cooling. *Microelectronics Journal* **46** (2015) 1216-1224.
- [A26] Hsieh S-S, Yang Y-R. Design, fabrication and performance tests for a polymer-based flexible flat heat pipe. *Energy Conversion and Management* **70** (2013) 10-19.
- [A27] Wits W, Legtenberg R, Mannak J, van Zalk B. Thermal management through in-board heat pipes manufactured using printed circuit board multilayer technology. *31st IEEE/CPMT International Conference on Electronics Manufacturing and Technology*, Petaling Jaya, Malaisie (2006) 55-61.
- [A28] Tanaka K, Abe Y, Nakagawa M, Piccolo C, Savino R. Low-gravity experiments of lightweight flexible heat pipe panels with self-rewetting fluids. *Annals of the New York Academy of Sciences* **1161** (2009) 554-561.
- [A29] Ji Y, Liu G, Ma H, Li G, Sun Y. An experimental investigation of heat transfer performance in a polydimethylsiloxane (PDMS) oscillating heat pipe. *Applied Thermal Engineering* **61** (2013) 690-697.
- [A30] Lin Y-H, Kang S-W, Wu T-Y. Fabrication of polydimethylsiloxane (PDMS) pulsating heat pipe. *Applied Thermal Engineering* **29** (2009) 573-580.
- [A31] Lewis R, Xu S, Liew LA, Coolidge C, Yang Y *et al.* Thin flexible thermal ground planes: fabrication and scaling characterization. *Journal of Microelectromechanical Systems* **24** (2015) 2040-2048.
- [A32] Yang C, Chang C, Song C, Shang W, Wu J *et al.* Fabrication and performance evaluation of flexible heat pipes for potential thermal control of foldable electronics. *Applied Thermal Engineering* **95** (2016) 445-453.
- [A33] Ogata S, Sukegawa E, Kimura T. Performance evaluation of ultra-thin polymer pulsating heat pipes. *14th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems*, Orlando, USA (2014) 519-526.
- [A34] Hilderbrand JK, Peterson GP, Rothman SM. Development of phase change heat spreader for treatment of intractable neocortical epilepsy. *Heat Transfer Engineering* **28** (2007) 282-291.
- [A35] Lewis R, Liew L-A, Xu S, Lee Y-C, Yang R. Microfabricated ultra-thin all-polymer thermal ground planes. *Science Bulletin* **60** (2015) 701-706.
- [A36] Ye H, Sokolovskij R, van Zeijl HW, Gielen AWJ, Zhang G. A polymer based miniature loop heat pipe with silicon substrate and temperature sensors for high brightness light-emitting diodes. *Microelectronics Reliability* **54** (2014) 1355-1362.

- [A37] Liu WY, Mohammadi S, Katehi LPB. Polymer micro-heat-pipe for InP/InGaAs integrated circuits. *19th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, San Jose, USA (2003) 82-87.
- [A38] Liu WY, Mohammadi S, Katehi LPB, Khalkhali H, Kurabayashi K. Polymer micro-heat-pipe for InP/InGaAs technologies. *10th IEEE International Symposium on Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications*, Manchester, Royaume-Uni (2002) 143-148.
- [A39] Falguière JM, Waggoner M, Samuels M. Polymères à cristaux liquides (PCL) thermotropes. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3380 (2000) 20 p.
- [A40] Wyart D. Polymères à cristaux liquides (LCP) : élaboration et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, Fiche pratique 0976 (2014) 5 p.
- [A41] Polyéthylènes (PE) : élaboration et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, Fiche pratique 0708 (2012) 5 p.
- [A42] Marechal P. Polyéthylènes basse densité PE-BD et PE-BDL. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3310, (2011) 24 p.
- [A43] Dossogne R. Polyéthylène haute densité PE-HD. *Techniques de l'Ingénieur*, A3315 (1996) 17 p.
- [A44] Quentin JP. PET ou polyéthylène téréphtalate. *Techniques de l'Ingénieur*, J6488 (2004) 16 p.
- [A45] Polyesters thermoplastiques (PBT, PE, PEN) : élaboration et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, Fiche pratique 0706 (2012) 5 p.
- [A46] Mark JE. Polymer Data Handbook. New York, USA, *Oxford University Press* (1999) 1018 p.
- [A47] Vouyovitch van Schoors L. Vieillissement hydrolytique des géotextiles polyester (polyéthylène téréphtalate) : État de l'art. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées* (2007) 133-154.
- [A48] Talon O. Polyimides linéaires (PI). *Techniques de l'Ingénieur*, AM3398 (2007) 12 p.
- [A49] Biron M. Silicones ou siloxanes – Structure et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, N2880 (2007) 21 p.
- [A50] Polyuréthanes thermoplastiques (TPU) : élaboration et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, Fiche pratique 0720 (2012) 3 p.
- [A51] Les caoutchoucs fluorés (FKM) : élaboration et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, Fiche pratique 1312 (2014) 6 p.
- [A52] Bardonnat P. Résines époxydes (EP) – Composants et propriétés. *Techniques de l'Ingénieur*, A3465 (1992) 22 p.
- [A53] Biron M. Propriétés des thermoplastiques – Tableaux comparatifs. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3306 (2014) 51 p.
- [A54] Biron M. Propriétés des thermodurcissables – Tableaux comparatifs. *Techniques de l'Ingénieur*, AM3406 (2001) 31 p.
- [A55] Biron M. Élastomères fluorocarbonés. *Techniques de l'Ingénieur*, N2820 (2008) 24 p.

Annexe B : Influence du diamètre des tubes et de la vitesse d'air sur le coefficient d'échange convectif

Dans la première partie de cette annexe, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont analysés et comparés avec les prédictions de corrélations empiriques : les corrélations de Grimison (1937) [69-71] et de Zukauskas (1987) [72-73,69]. Dans la seconde partie, les équations et paramètres utilisés dans les corrélations sont présentés en détail.

B.1. Évaluation expérimentale du coefficient d'échange convectif et comparaison avec les corrélations de la littérature

Le coefficient d'échange externe h_{conv} est évalué expérimentalement pour différentes vitesses d'air comprises entre 0 et 3,5 m/s et deux diamètres de tubes en PET ($D_{ext} = 5,9$ et 11,3 mm). Les spécifications des deux condenseurs testés sont données dans le chapitre IV (partie IV.2.1). Lors de ces essais, le HFE-7100 est utilisé comme fluide de travail et la température de saturation est maintenue à 50 ± 1 °C en adaptant le flux de chaleur transféré.

Le calcul de h_{conv} , coefficient d'échange moyen sur la surface extérieure des ailettes, a été explicité dans le chapitre II (équation (II-11)). Afin de s'affranchir d'un biais créé par l'accumulation des incondensables au sommet des ailettes, une méthode de calcul alternative est proposée dans la présente annexe. Celle-ci considère la « zone froide » et le front liés à la présence de gaz incondensables (figure II-11, p.46) comme adiabatiques. Ainsi, lorsqu'un certain volume à l'intérieur des tubes est occupé par des gaz incondensables, la hauteur effective pour les transferts de chaleur, notée H_{eff} , est retenue pour le calcul du coefficient d'échange au lieu de la hauteur totale :

$$h'_{conv} = \frac{1}{N \pi D_{ext} H_{eff} R_{th,conv}} \quad \text{avec} \quad R_{th,conv} = \frac{T_{p,ext,eff} - T_{air}}{\dot{Q}_{ailettes}} \quad (B-1)$$

où $T_{p,ext,eff}$ est la température extérieure moyenne dans la zone sans gaz incondensables. Les valeurs de h_{conv} obtenues par l'équation (B-1) sont globalement un peu plus élevées que celles calculées en se basant sur la hauteur totale des ailettes, comme montré par la suite, mais en considérant les incertitudes, les résultats se recoupent entre les deux méthodes.

La figure B-1 présente l'évolution du coefficient d'échange convectif en fonction de la vitesse d'air pour les deux diamètres testés. Les points expérimentaux noirs, notés h' , correspondent aux résultats obtenus à l'aide de la méthode présentée ci-dessus tandis que ceux en bleu sont issus de l'équation (II-11). Bien que les coefficients calculés par la première approche soient systématiquement

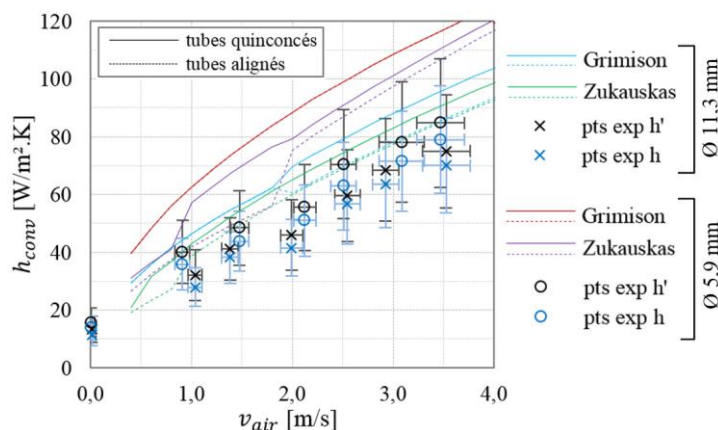


Figure B-1 : Évolution du coefficient d'échange convectif expérimental en fonction de la vitesse d'air (deux méthodes de calcul) et comparaison à des corrélations empiriques

supérieurs, les résultats des deux méthodes sont proches et les incertitudes cohérentes. Ces points expérimentaux mettent en évidence l'influence de la vitesse d'air et du diamètre des ailettes puisque, globalement, h_{conv} augmente quand ce dernier diminue. Le coefficient d'échange maximal mesuré s'élève à $85 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ pour $v_{air} = 3,5 \text{ m/s}$ et un diamètre extérieur de $5,9 \text{ mm}$.

Le graphique permet entre autre de comparer les résultats expérimentaux à des corrélations empiriques concernant les faisceaux de tubes : les corrélations de Grimison (1937) [69-71] et Zukauskas (1987) [72-73,69] ont été tracées en traits pointillés pour des tubes alignés et en traits pleins pour des tubes quinconcés. En effet, le placement des tubes sur les condenseurs circulaires est à cheval entre ces deux configurations. De plus, la disposition varie un peu suivant le nombre de tubes : 14 tubes de diamètre extérieur $11,3 \text{ mm}$ ont été assemblés sur le premier condenseur, contre 27 tubes de diamètre $5,9 \text{ mm}$ pour le second. La surface d'échange est ainsi identique d'un condenseur à l'autre, mais pas l'espacement entre les tubes. Globalement, les ordres de grandeur obtenus sont comparables, mais les corrélations surestiment systématiquement les coefficients d'échange. Cela s'explique en partie par le fait que les condenseurs à ailettes ne soient pas placés à l'intérieur de la gaine de soufflage, mais devant. La vitesse d'air mesurée en sortie de gaine utilisée dans les corrélations est donc probablement supérieure à la vitesse réelle au niveau des tubes. En outre, l'écart mesuré entre les deux diamètres testés est inférieur aux prédictions empiriques. En effet, les corrélations de Grimison et Zukauskas prédisent respectivement une augmentation moyenne du coefficient d'échange de 33 et 21 % en passant de $11,3$ à $5,9 \text{ mm}$ de diamètre, pour des vitesses d'air comprises entre $0,9$ et $3,6 \text{ m/s}$, tandis que l'augmentation de h_{conv} constatée est en moyenne de 18 %.

Le tableau B-1 permet une analyse plus fine des résultats : il synthétise les erreurs (moyennes et maximales) commises sur la prédiction de h_{conv} par les différentes corrélations par rapport aux résultats expérimentaux. Tout d'abord, les corrélations sont plus précises dans le cas de tubes de diamètre $11,3 \text{ mm}$ que $5,9 \text{ mm}$. Ensuite, les corrélations pour tubes alignés fonctionnent mieux que celles pour tubes quinconcés puisque les erreurs sont systématiquement plus faibles dans le premier cas et, entre les prédictions de Grimison (1937) et Zukauskas (1987), celles de Zukauskas s'avèrent les plus fiables pour notre système. Finalement, la corrélation qui semble la plus adaptée est celle donnée par Zukauskas pour les tubes alignés : les erreurs moyennes sont de l'ordre de 20 % sur h'_{conv} (méthode de calcul alternative) et 30 % sur h_{conv} , avec une erreur maximale de 40 % sur h'_{conv} et 53 % sur h_{conv} . Compte tenu des incertitudes de mesure de l'ordre de 30 % et de l'arrangement inhabituel des tubes, les prédictions empiriques restent satisfaisantes.

Tableau B-1 : Erreurs sur la prédiction du coefficient d'échange convectif par les corrélations ($0,9 \leq v_{air} \leq 3,6 \text{ m/s}$)

corrélation	Grimison (1937)				Zukauskas (1987)			
	tubes alignés		tubes quinconcés		tubes alignés		tubes quinconcés	
erreur moyenne [%]	sur h'_{conv}	sur h_{conv}	sur h'_{conv}	sur h_{conv}	sur h'_{conv}	sur h_{conv}	sur h'_{conv}	sur h_{conv}
$D_{ext} = 11,3 \text{ mm}$	25	37	36	49	18	29	28	40
$D_{ext} = 5,9 \text{ mm}$	48	63	48	63	20	32	34	48
erreur max [%]	63	78	63	78	40	53	47	60

Diminuer le diamètre des ailettes du condenseur permet donc d'augmenter le coefficient d'échange convectif moyen. D'après l'expression de la corrélation de Zukauskas donnée par la suite (équation (B-8)), l'évolution de h_{conv} peut être considérée proportionnelle à $(D_{ext})^{-0,4}$. La diminution de diamètre présente également un intérêt vis-à-vis de la surface d'échange spécifique, définie comme le rapport entre la surface d'échange en convection et le volume occupé par les tubes ou, de manière équivalente, comme le rapport entre le périmètre extérieur des tubes et la « surface au sol » occupée. Il s'agit en fait d'un facteur de compacité, proportionnel à $(D_{ext})^{-1}$ si l'espacement entre les tubes est négligeable devant leur diamètre. Ainsi, si le diamètre diminue, la surface d'échange spécifique augmente donc la surface de convection augmente pour une même « surface au sol » occupée par les tubes. Finalement, pour de meilleures performances en convection et, par diminution de la résistance thermique limitante, de meilleures performances globales, il est intéressant de multiplier les tubes de

petit diamètre. Cela permettrait d'agir à la fois sur le coefficient d'échange en convection et, de manière plus importante, sur la surface d'échange en multipliant les ailettes.

B.2. Détail des corrélations empiriques pour la prédiction du coefficient d'échange convectif

Les résultats issus de deux corrélations empiriques ont été présentés dans la section B.1 : la corrélation de Grimison (1937) [69-71] et celle de Zukauskas (1987) [72-73,69]. Celles-ci permettent de prédire le coefficient d'échange convectif moyen pour un écoulement de fluide autour d'un faisceau de tubes alignés ou quinconcés. Les corrélations sont basées sur le nombre de Nusselt moyen, qui vérifie l'équation (B-2) :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}_{conv} D_{ext}}{\lambda} \quad (B-2)$$

avec \bar{h}_{conv} , coefficient d'échange convectif moyen sur le faisceau de tubes, D_{ext} diamètre extérieur des tubes et λ , conductivité thermique du fluide de refroidissement (air). La surface convective totale est $N\pi D_{ext}H$, où N est le nombre de tubes et H leur hauteur.

B.2.1 Corrélation de Grimison (1937)

La corrélation de Grimison [69,70] est de la forme :

$$\overline{Nu} = 1,13 C_1 C_2 Re^m Pr^{1/3} \quad (B-3)$$

pour $2\,000 < Re < 40\,000$ et $Pr \geq 0,7$.

Les tableaux B-2 et B-3 donnent les coefficients C_1 , C_2 et m nécessaires au calcul du nombre de Nusselt moyen en fonction du pas longitudinal X_l et transversal X_t (figure B-2), et du nombre de rangées de tubes dans la direction longitudinale N_l .

Tableau B-2 : Coefficients C_1 et m dans l'équation (B-3) [69,70]

X_l/D_{ext}	X_t/D_{ext}							
	1,25		1,5		2,0		3,0	
	C_1	m	C_1	m	C_1	m	C_1	m
Tubes alignés								
1,25	0,348	0,592	0,275	0,608	0,100	0,704	0,0633	0,752
1,50	0,367	0,586	0,250	0,620	0,101	0,702	0,0678	0,744
2,00	0,418	0,570	0,299	0,602	0,229	0,632	0,198	0,648
3,00	0,290	0,601	0,357	0,584	0,374	0,581	0,286	0,608
Tubes quinconcés								
0,600	-	-	-	-	-	-	0,213	0,636
0,900	-	-	-	-	0,446	0,571	0,401	0,581
1,000	-	-	0,497	0,558	-	-	-	-
1,125	-	-	-	-	0,478	0,565	0,518	0,560
1,250	0,518	0,556	0,505	0,554	0,519	0,556	0,522	0,562
1,500	0,451	0,568	0,460	0,562	0,452	0,568	0,488	0,568
2,000	0,404	0,572	0,416	0,568	0,482	0,556	0,449	0,570
3,000	0,310	0,592	0,356	0,580	0,440	0,562	0,428	0,574

Tableau B-3: Facteur de correction C_2 , fonction du nombre de rangées de tubes N_l , dans l'équation (B-3) [69,71]

N_l	1	2	3	4	5	6	7	8	9	≥ 10
alignés	0,64	0,80	0,87	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00
quinconcés	0,68	0,75	0,83	0,89	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00

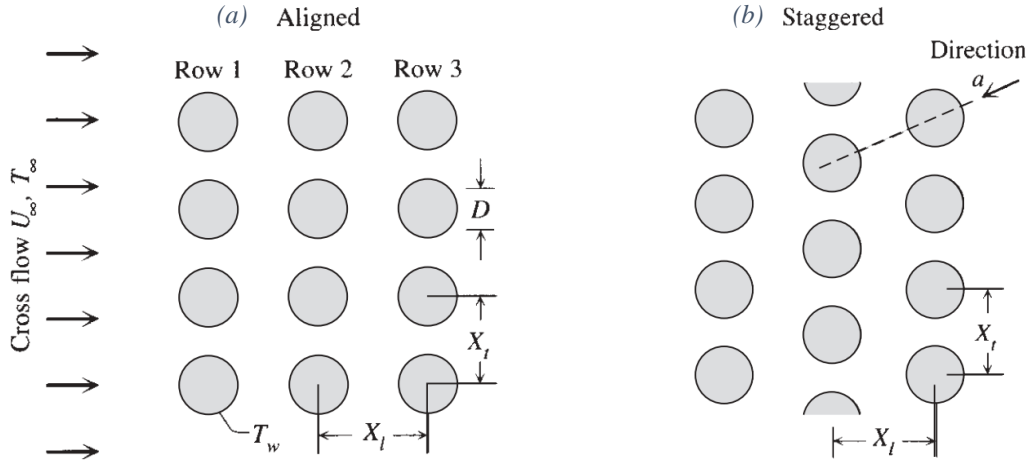


Figure B-2 : Arrangements d'un faisceau de tubes (a) alignés, (b) quinconcés [72]

Dans le cas d'un écoulement autour d'un faisceau de tubes, la vitesse du fluide varie le long d'une ligne de flux. La vitesse de référence utilisée dans le calcul du nombre de Reynolds est la vitesse maximale atteinte par le fluide. Re est donc calculé via l'équation (B-4) ci-dessous.

$$Re = \frac{\rho u_{max} D_{ext}}{\mu} \quad (B-4)$$

où ρ est la masse volumique du fluide et μ sa viscosité dynamique. Les propriétés du fluide sont évaluées à la température de film, définie comme la moyenne arithmétique de la température moyenne du fluide et de la température moyenne de la paroi.

Pour un faisceau de tubes alignés (figure B-2a), la section de passage minimale est l'espacement entre deux tubes. Dans ce cas, la vitesse maximale peut-être reliée à la vitesse frontale U_∞ , qui est la vitesse du fluide en l'absence de tubes, par l'expression :

$$u_{max} = \frac{X_t}{X_t - D_{ext}} U_\infty \quad (B-5)$$

avec X_t , le pas transversal (perpendiculaire à l'écoulement).

Pour un faisceau de tubes quinconcés (figure B-2b), la section de passage correspond soit à la section entre des tubes adjacents dans une rangée (comme dans le cas de tubes alignés), soit à celle entre des tubes opposés diagonalement selon la valeur du rapport X_t/X_l , X_l étant le pas longitudinal :

$$u_{max} = \frac{X_t}{2 \left(\sqrt{X_l^2 + \left(\frac{X_t}{2}\right)^2} - D_{ext} \right)} U_\infty \quad si \quad \sqrt{X_l^2 + \left(\frac{X_t}{2}\right)^2} < \frac{X_t + D_{ext}}{2} \quad (B-6)$$

$$u_{max} = \frac{X_t}{X_t - D_{ext}} U_\infty \quad si \quad \sqrt{X_l^2 + \left(\frac{X_t}{2}\right)^2} \geq \frac{X_t + D_{ext}}{2} \quad (B-7)$$

B.2.2 Corrélation de Zukauskas (1987)

Pour un faisceau de tubes alignés, le nombre de Nusselt moyen est approximé à $\pm 15\%$ par les formules suivantes [72,73] :

$$\overline{Nu} = \begin{cases} 0,90 C Re^{0,4} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & si \quad 1 \leq Re < 100 \\ 0,52 C Re^{0,5} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & si \quad 100 \leq Re < 1000 \\ 0,27 C Re^{0,63} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & si \quad 1000 \leq Re < 2 \times 10^5 \\ 0,033 C Re^{0,8} Pr^{0,4} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & si \quad 2 \times 10^5 \leq Re < 2 \times 10^6 \end{cases} \quad (B-8)$$

Pour un faisceau de tubes quinconcés, ces formules deviennent [72,73] :

$$\overline{Nu} = \begin{cases} 1,04 C Re^{0,4} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & \text{si } 1 \leq Re < 500 \\ 0,71 C Re^{0,5} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} & \text{si } 500 \leq Re < 1\,000 \\ 0,35 C Re^{0,6} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} \left(\frac{X_t}{X_l}\right)^{0,2} & \text{si } 1\,000 \leq Re < 2 \times 10^5 \\ 0,031 C Re^{0,8} Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{1/4} \left(\frac{X_t}{X_l}\right)^{0,2} & \text{si } 2 \times 10^5 \leq Re < 2 \times 10^6 \end{cases} \quad (\text{B-9})$$

La précision sur \overline{Nu} est à nouveau de $\pm 15\%$. Toutes les propriétés physiques sont évaluées à la température de l'air, à l'exception de $Pr_w = Pr(T_w)$, estimé à la température de paroi extérieure des tubes. Le coefficient C dépend du nombre de rangées de tubes N_l dans le sens de l'écoulement : son évolution pour les tubes alignés et quinconcés est donnée dans le tableau B-4. Concernant le calcul du nombre de Reynolds, les équations (B-4) à (B-7) de la partie précédente (corrélation de Grimison) sont toujours valables.

Tableau B-4: Facteur de correction C , fonction du nombre de rangées de tubes N_l , dans les équations (B-8) et (B-9) [69]

N_l	1	2	3	4	5	7	10	13	16	≥ 20
alignés	0,70	0,80	0,86	0,90	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00
quinconcés	0,64	0,76	0,84	0,89	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00

Annexe C : Étude du grand prototype à vide

La résistance de la chambre de vapeur vide $R_{th,vide}$ doit être connue le plus précisément possible pour calculer le flux de chaleur réellement évacué par le condenseur à ailettes en fonctionnement. Celle-ci est évaluée expérimentalement comme la résistance globale à vide avec un condenseur en polymère. Des séries de mesures ont été effectuées pour quatre vitesses d'air différentes – comprises entre 0 et 3,6 m/s – en faisant varier la puissance de chauffe. Suite à ces essais préliminaires, la fonction suivante est obtenue :

$$\frac{1}{R_{th,vide}}(v_{air}, \Delta T_{evap-air}) = \begin{cases} 0,757 (v_{air})^{0,325} ; & 1,0 < v_{air} \leq 5,0 \text{ m/s} \\ 0,244 v_{air} + 0,501 ; & 0,02 < v_{air} \leq 1,0 \text{ m/s} \\ 3,74 \cdot 10^{-5} \Delta T_{evap-air}^2 - 1,45 \cdot 10^{-3} \Delta T_{evap-air} + 0,493 ; & v_{air} \leq 0,02 \text{ m/s} \end{cases} \quad (C-1)$$

La différence de température $\Delta T_{evap-air}$ entre la paroi de l'évaporateur et l'air de refroidissement n'intervient pas si $v_{air} > 0,02$ m/s car elle n'a pas d'influence significative en convection forcée. La résistance thermique mesurée est alors quasiment inchangée lorsque la puissance varie et, pour chaque vitesse d'air testée, une résistance moyenne est retenue. En convection naturelle, en revanche, l'influence de la puissance est visible : la résistance est donc calculée par une régression polynomiale en fonction de la différence de température entre la paroi de l'évaporateur et de l'air soufflé. La figure C-1 permet de visualiser les points expérimentaux relevés ainsi que les courbes de régression choisies en fonction, d'une part, de la vitesse d'air (figure C-1a) et, d'autre part, de $\Delta T_{evap-air}$ pour $v_{air} = 0$ (figure C-1b).

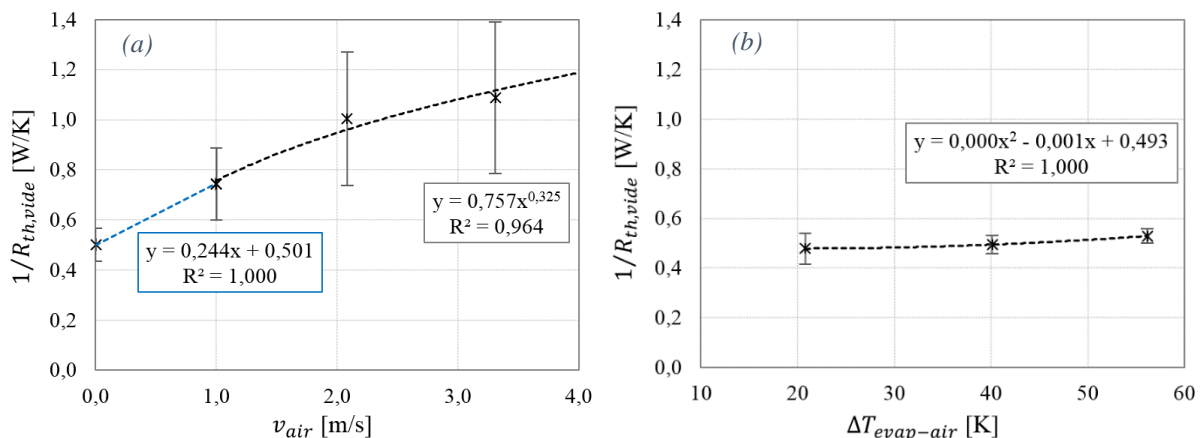


Figure C-1 : Évolution de $1/R_{th,vide}$ en fonction de (a) v_{air} et (b) $\Delta T_{evap-air}$ pour $v_{air} = 0$ (points expérimentaux et courbes de régression)

L'incertitude absolue $\Delta(1/R_{th,vide})$ est évaluée à 0,10 W/K pour $0 \leq v_{air} \leq 3,6$ m/s et à 0,20 W/K si $3,6 < v_{air} \leq 5,0$ m/s. À cette incertitude liée aux mesures à vide et aux fonctions d'approximations s'ajoutent les termes prenant en compte l'impact de Δv_{air} et $\Delta(\Delta T_{evap-air})$.

Annexe D : Synthèse bibliographique sur les modèles de condensation en présence de gaz incondensables

Cette synthèse bibliographique vise à répondre aux questions suivantes : Comment modéliser le fonctionnement d'un caloduc en présence de gaz incondensables ? Quels sont les phénomènes et les paramètres les plus influents ? Existe-t-il des outils de dimensionnement simples et rapides ? Dans quelle mesure sont-ils précis et fiables ? La première partie de l'étude bibliographique se concentre sur les modèles de caloducs contenant des gaz incondensables, tandis que la seconde partie aborde la modélisation de la condensation en film en présence d'incondensables d'un point de vue plus fondamental et transposable à différentes applications.

D.1. Modélisation des caloducs contenant des gaz incondensables

Entre les années 1970 et 1990, de nombreux modèles ont été développés afin de prédire l'effet des gaz incondensables sur le comportement et les performances des caloducs. La présence de ces gaz dans un caloduc est généralement indésirable, puisqu'elle dégrade les performances thermiques, mais elle peut aussi permettre de maintenir une température quasiment constante au condenseur malgré une modification des conditions expérimentales (augmentation ou diminution du flux de chaleur évacué) : on parle alors de caloduc à conductance variable à gaz incondensables. Ce type de caloducs, à régulation active ou passive, est généralement utilisé dans l'industrie aérospatiale, par exemple pour le contrôle thermique dans les satellites [108]. Les modèles de caloducs contenant des gaz incondensables présentent différents niveaux de complexité concernant la prise en compte du phénomène de diffusion de masse à l'interface entre vapeur et incondensables : front plat (absence de diffusion), formulation analytique simplifiée et calculs numériques 1D ou 2D [D1]. Comme Faghri [6], nous distinguerons les modèles de caloducs capillaires et de thermosiphons. En effet, même si l'effet « bouchon » lié à l'accumulation des incondensables au niveau du condenseur est similaire, le phénomène de condensation est relativement différent entre ces deux systèmes. Les modèles développés pour les caloducs capillaires ne peuvent donc pas être directement appliqués aux thermosiphons [6].

D.1.1 Caloducs capillaires

D.1.1.1 Modèles à front plat

En 1970, Marcus et Fleischman [91] ont développé un modèle analytique de caloduc contenant des gaz incondensables en régime permanent. Le modèle considère une frontière nette entre vapeur et gaz incondensables et néglige ainsi le phénomène de diffusion, d'où l'appellation « modèle à front plat ». Deux zones sont définies au sein du condenseur (figure D-1) : une zone active de longueur L_a , dans laquelle les gaz incondensables sont absents, et une zone inactive dans laquelle ils empêchent la condensation de la vapeur. La longueur totale du condenseur est notée L_c .

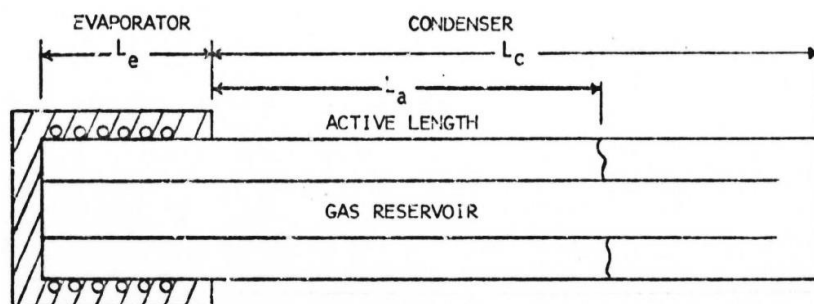


Figure D-1 : Schéma de principe du modèle analytique présenté par Marcus et Fleischman [91]

En appliquant la loi des gaz parfaits aux gaz incondensables et en considérant une pression totale uniforme le long du caloduc, Marcus et Fleischman ont obtenu l'équation (D-1) suivante [6] pour le calcul de la longueur active :

$$L_a = L_c - \frac{m_{nc} \bar{R} T_{ina}}{(P_{v,a} - P_{v,ina}) \bar{M}_{nc} A_v} \quad (D-1)$$

où m_{nc} est la masse de gaz incondensables présente dans le système, \bar{M}_{nc} la masse molaire des gaz incondensables, T_{ina} la température dans la zone inactive et A_v la section de passage de la vapeur. $P_{v,a}$ et $P_{v,ina}$ représentent les pressions partielles de vapeur respectivement dans les zones active et inactive. Ces pressions peuvent être déterminées via la relation de Clausius-Clapeyron.

Les propriétés des fluides sont considérées constantes dans chaque zone et la conduction axiale au sein de la paroi, de la structure capillaire et des fluides est négligée. Ainsi, la zone inactive est adiabatique et sa température correspond à celle de la source froide, c'est-à-dire du fluide de refroidissement. La température de saturation dans la zone active, nécessaire au calcul de $P_{v,a}$, est quant à elle inconnue a priori. Connaissant le flux de chaleur, elle peut être déterminée à l'aide de l'équation (D-2) [6].

$$\dot{Q} = h_{global} \pi D_{ext} (T_{v,a} - T_{sf}) \left[L_c - \frac{m_{nc} \bar{R} T_{ina}}{(P_{v,a} - P_{v,ina}) \bar{M}_{nc} A_v} \right] \quad (D-2)$$

Cette expression, basée sur les pressions partielles, néglige tout effet d'inertie dans l'écoulement vapeur. Elle inclue par contre l'ensemble des échanges thermiques radiaux par convection et conduction entre la vapeur à la température $T_{v,a}$ et la source froide à la température T_{sf} via un coefficient d'échange global.

Marcus et Fleischman [91] ont également menés des essais expérimentaux afin de comparer les résultats obtenus à ceux prédits par le modèle. Les caloducs testés, de diamètre intérieur 2 mm, ont été réalisés en acier inoxydable et remplis de méthanol et d'azote. L'épaisseur de la paroi de l'enceinte est d'environ 1 mm et le refroidissement se fait par convection naturelle. Les auteurs ont ainsi montré que le modèle était relativement précis pour de faibles rapports L_a/L_c , mais s'éloigne de la réalité lorsque L_a/L_c tend vers 1. Les hypothèses de « front plat » et de conduction axiale négligeable sont les principales sources d'erreur du modèle d'après eux. Ils rappellent que la taille du front de température de paroi dépend fortement du couple fluide de travail / gaz incondensables, de la densité de flux dissipée, du diamètre du condenseur et de la conduction axiale dans la paroi. Ils conseillent en outre, pour obtenir un front le plus plat possible et un condenseur de longueur réduite, de concevoir des tubes faits de matériaux isolants thermiquement et dont l'épaisseur de paroi est faible afin de minimiser la conduction axiale.

En 1994, Faghri et Harley [92] proposent un modèle numérique à front plat en régime transitoire reprenant l'équation (D-1). La condition limite simulée étant cette fois radiative donc non-linéaire, une approche nodale est choisie afin d'optimiser le temps de calcul. L'évolution de la position du front, les températures des zones actives et inactives du condenseur et le flux de chaleur transitoire peuvent ainsi être déterminés. Les prédictions du modèle ont été comparées aux résultats expérimentaux obtenus par Ponnappan (1989) [D2] pour un caloduc fonctionnant au sodium et contenant de l'argon. La conduction axiale dans la paroi du condenseur en acier n'étant pas négligeable avec les différences de température mises en jeu (de l'ordre de 500 K entre les zones active et inactive), le modèle a été complété dans un second temps afin de la prendre en compte. Une meilleure concordance avec les données expérimentales a ainsi été obtenue. Le front théorique reste toutefois plus étroit que le front réel à cause de la diffusion de masse, négligée dans ce modèle à front plat. Dans les conditions étudiées, l'impact de la diffusion sur l'allure du front est faible comparé à celui de la conduction axiale.

Dans les deux études évoquées ci-dessus [91-92], l'erreur de prédiction par rapport aux résultats expérimentaux est majoritairement liée à la non prise en compte de la conduction axiale dans la paroi. En revanche, pour un condenseur à ailettes en polymère, ce phénomène est minimisé et l'impact de la diffusion sur l'allure du front de température est probablement plus important. Comparer les prédictions d'un modèle à front plat à un modèle de diffusion, tels que ceux présentés dans le paragraphe suivant, semble donc intéressant afin de caractériser l'influence de la diffusion.

D.1.1.2 Modèles de diffusion unidimensionnels

La figure D-2 présente l'allure du front de température issu d'un modèle à front plat sans conduction axiale (*Flat-Front's temperature*). L'effet d'une prise en compte de la diffusion de masse est montré sur la seconde courbe (*Diffusion Front's temperature*). L'ajout de la conduction axiale dans un modèle à front plat ou de diffusion a un effet similaire d'élargissement du front sur la courbe de température de paroi : l'effet est plus ou moins important selon la conductivité thermique du matériau.

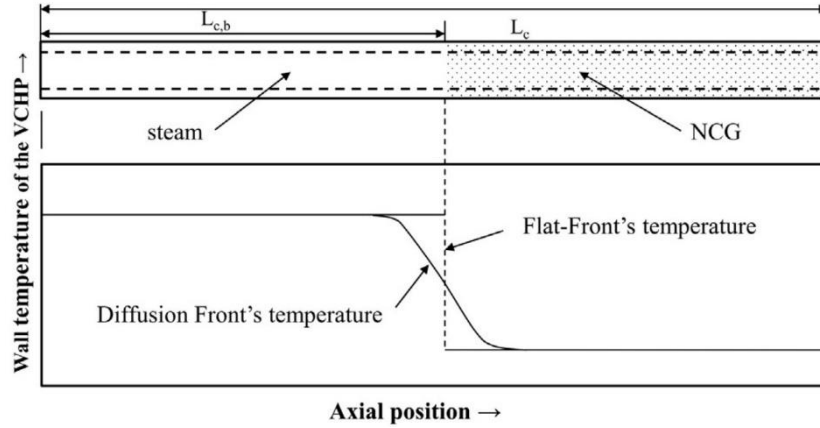


Figure D-2 : Comparaison de l'allure du profil de température de paroi issu d'un modèle à front plat et d'un modèle de diffusion [108]

Edwards et Marcus [93] ont élaboré en 1972 un modèle unidimensionnel prenant en compte la diffusion axiale entre les fluides, ainsi que la conduction axiale dans la paroi du caloduc. Les gaz incondensables sont considérés stationnaires dans la zone inactive. Le modèle néglige toute variation radiale des propriétés des fluides, de la température ou de la concentration massique dans la zone vapeur, la paroi ou la structure capillaire, ainsi que les pertes de charge et les effets d'inertie de la vapeur. Finalement, seul le condenseur est modélisé, en régime permanent, via un système de trois équations différentielles [6] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_p \frac{\pi}{4} (D_{ext}^2 - D_{int}^2) \frac{d^2 T_p}{dx^2} + \frac{2\pi D_{int} \lambda_w}{D_{int} - D_v} (T_i - T_p) - \pi D_{ext} h_{conv} (T_p - T_{sf}) = 0 \\ \frac{d\dot{m}_v}{dx} = \frac{2\pi D_{int} \lambda_w}{h_{lv} (D_{int} - D_v)} (T_i - T_p) \\ \dot{m}_v = A_v \rho_g \mathcal{D} \frac{d(\ln w_{nc})}{dx} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(D-3)} \\ \text{(D-4)} \\ \text{(D-5)} \end{array}$$

L'équation (D-3) est issue du bilan d'énergie sur un volume de contrôle élémentaire dans la paroi du condenseur : λ_p et λ_w représentent la conductivité thermique effective de la paroi et de la structure capillaire, T_p , T_i et T_{sf} sont les températures de la paroi, de l'interface liquide-vapeur et de la source froide, D_{ext} et D_{int} les diamètres extérieur et intérieur de l'enceinte, D_v le diamètre de l'espace vapeur (hors structure capillaire) et h_{conv} le coefficient d'échange convectif externe. La conservation de la masse et de l'énergie, qui requiert que toute la chaleur latente libérée par la condensation soit transférée par conduction à travers la structure capillaire saturée en liquide, est à l'origine de l'équation (D-4), dans laquelle \dot{m}_v représente le débit massique de vapeur et h_{lv} , la chaleur latente de vaporisation du fluide. Enfin, la prise en compte des gaz incondensables se fait via l'équation de diffusion (D-5) (ou loi de Fick) qui, en connaissant le coefficient de diffusion \mathcal{D} entre vapeur et gaz incondensables et la masse volumique du mélange (vapeur et gaz incondensables) ρ_g , donne accès à la fraction massique en gaz incondensables w_{nc} .

Ces trois équations contiennent cinq variables : T_p , T_i , \dot{m}_v , w_{nc} et ρ_g . Deux équations de fermeture sont donc nécessaires pour obtenir une solution unique [6] :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_v = P_{sat}(T_i) = \frac{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc})}{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc}) + \bar{M}_v w_{nc}} P_{tot} \end{array} \right. \quad (D-6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_g = \rho_v(T_i) + \rho_{nc} = \rho_v(T_i) + \frac{\bar{M}_v \bar{M}_{nc} w_{nc} P_{tot}}{\bar{R} T_i [w_{nc} \bar{M}_v + \bar{M}_{nc}(1 - w_{nc})]} \end{array} \right. \quad (D-7)$$

où \bar{M}_v et \bar{M}_{nc} sont, respectivement, la masse molaire de la vapeur et celle des gaz incondensables.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- aucuns gaz incondensables en entrée de condenseur ($w_{nc} = 0$),
- gradients de température et de débit de vapeur nuls à l'extrémité ($dT_p/dx = d\dot{m}_v/dx = 0$),
- condition intégrale sur la puissance transférée ou sur la masse totale d'incondensables présente.

Le modèle est résolu numériquement par une méthode itérative (itérations sur la température T_i en entrée de condenseur).

Edward et Marcus [93] ont mené une campagne d'essais expérimentaux afin de valider les résultats du modèle : un caloduc capillaire cylindrique en acier inoxydable a été conçu. Son diamètre extérieur est d'environ 14 mm pour une épaisseur de paroi de 0,9 mm. Le caloduc, fonctionnant à l'eau et contenant de l'air comme gaz incondensable, est refroidi par convection naturelle et rayonnement. Un bon accord a été obtenu entre les résultats théoriques et expérimentaux. Grâce au modèle, l'influence de la conductivité thermique de la paroi, du fluide de travail et de la température de saturation sur l'allure du profil de température de paroi a été étudiée. Dans les conditions simulées (matériaux métalliques conducteurs de chaleur et mélanges peu diffusants), la conduction axiale a un impact prépondérant sur la position du front vapeur-gaz prédite par le modèle par rapport à la diffusion axiale [6]. Le choix du fluide de travail a ainsi peu d'influence sur le profil de température.

Ayant pour objectif de simplifier la procédure de résolution du modèle précédent, Sun et Tien (1975) [94] ont développé un modèle analytique permettant de prédire les performances de caloducs contenant des incondensables en régime permanent, et ce en prenant en compte le phénomène de diffusion axiale et la conduction axiale dans la paroi. L'ensemble du caloduc est, cette fois, modélisé afin d'inclure le transfert de chaleur depuis l'évaporateur, dont l'impact sur la température de paroi n'est pas négligeable lorsque le coefficient d'échange externe au condenseur est grand (figure D-3). Ce modèle n'est pas entièrement théorique puisqu'il requiert deux paramètres empiriques pour chaque cas simulé mais, connaissant ces paramètres, il est possible de prédire la longueur de condenseur inactive L_g , telle que définie sur la figure D-4, ainsi que le profil de température de paroi de façon relativement précise [6]. En effet, en mesurant expérimentalement la température T_{gL} à l'extrémité du condenseur et la pression totale P_{tot} dans le système, la longueur inactive peut être calculée via l'équation (D-8) [94]. Pour une quantité de gaz incondensables $n_{tot,nc}$ donnée, L_g varie avec la puissance.

$$L_g = \frac{\bar{R} T_{gL} n_{tot,nc}}{A_v P_{gL}} \quad \text{avec} \quad P_{gL} = P_{tot} - P_v(T_{gL}) \quad (D-8)$$

Un autre modèle semi-analytique est celui proposé par Bobco [D3] en 1987 pour le dimensionnement de caloducs à conductance variable dans des applications aérospatiales. Ce modèle considère le caloduc comme une ailette unidimensionnelle chauffée sur une zone donnée entre deux positions axiales et refroidie par convection ou rayonnement, avec des coefficients d'échange différents dans les zones active et inactive du condenseur. Bien que donnant une solution explicite pour la température de paroi en régime permanent, ce modèle a l'inconvénient de nécessiter des paramètres empiriques relativement difficiles à déterminer [6].

Pour aller plus loin, Delil et Van Der Vooren (1981) [D4] ont ajouté les effets d'inertie de la vapeur au modèle de diffusion unidimensionnel, en négligeant la conduction dans la paroi et dans la structure capillaire du caloduc. Les forces d'inertie se révèlent prépondérantes par rapport à la diffusion lorsque la pression de saturation du fluide de travail est très faible (avec les métaux liquides à basse température, par exemple). Cependant, les auteurs n'ayant pas réussi à résoudre le système d'équations

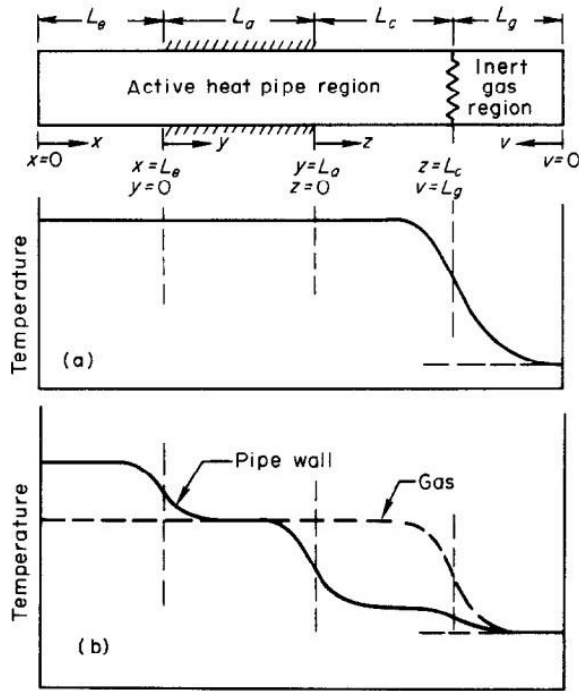


Figure D-3 : Allure du profil de température de paroi pour
(a) $h_{conv} \sim 10 \text{ W/m}^2\text{K}$, (b) $h_{conv} \sim 1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ [94]

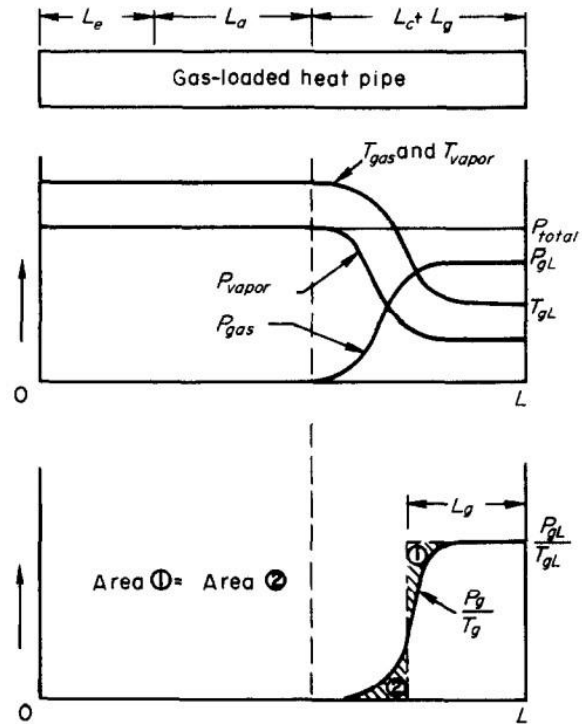


Figure D-4 : Définition de la longueur inactive L_g [94]

obtenu, ils l'ont simplifié en posant un coefficient de diffusion nul et ont ainsi abouti à un modèle à front plat amélioré, incluant les effets d'inertie de la vapeur. Dans les cas les plus extrêmes, une variation de 40 % de la position de l'interface vapeur-gaz a été mise en évidence par rapport au modèle à front plat classique [6].

Parmi les modèles de diffusion unidimensionnels transitoires, celui développé par Shukla [95] en 1981 est le plus général. Il prend en compte la conduction axiale dans la paroi du condenseur en négligeant les effets d'inertie de la vapeur. Ce modèle présente tout de même des hypothèses particulièrement restrictives, telle qu'une formulation en incompressible, et ne considère que la partie condenseur du caloduc. Il a été complété par Harley [96] en 1993. Le modèle conçu par Harley inclut les effets d'inertie, de compressibilité et de viscosité au sein de l'écoulement vapeur. De plus, sa formulation unidimensionnelle est couplée à une approche bidimensionnelle de la conduction à travers la paroi et la structure capillaire dans l'ensemble du caloduc. Cela permet de se rapprocher des conditions réelles sans pour autant mobiliser les ressources informatiques considérables souvent nécessaires à la résolution de modèles entièrement bidimensionnels.

D.1.1.3 Modèles bidimensionnels

Les modèles les plus avancés considèrent l'effet de la diffusion radiale, qui entraîne l'accumulation des gaz incondensables à l'interface liquide-vapeur et retarde ainsi la condensation. La diffusion radiale peut avoir une influence non négligeable sur les transferts de chaleur et le profil de température à la paroi. La prise en compte de ce phénomène est donc nécessaire pour une meilleure précision et fiabilité des modèles.

En 1973, Rohani et Tien [97] ont développé un modèle numérique bidimensionnel qui résout les équations de conservation de l'énergie, de la masse, de la quantité de mouvement et l'équation de diffusion en régime permanent, associées à des conditions intégrales sur le flux de chaleur échangé et la masse de gaz incondensables. Le modèle inclut ainsi les effets de la diffusion radiale et de l'inertie de la vapeur. Il suppose en outre que la vapeur, les gaz incondensables et leur mélange sont des gaz parfaits, que les coefficients d'échange globaux entre l'interface liquide-vapeur et l'extérieur sont constants à l'évaporateur et au condenseur et que le changement de phase a lieu uniquement à l'interface liquide-vapeur : la vapeur est saturée à l'interface et surchauffée ou sous-refroidie ailleurs. La température à

l'interface liquide-vapeur est calculée par extrapolation parabolique de la température de vapeur à partir des nœuds proches de cette interface. Le modèle a été appliqué à deux couples vapeur-incondensables : eau-air et sodium-argon, dans des conditions où la diffusion est prépondérante par rapport à la conduction axiale dans la paroi. Cette dernière est en effet négligée dans le modèle de Rohani et Tien [97], ainsi que dans celui de Galaktionov et Trukhanova (1985) [D5] qui l'ont complété en incluant les propriétés variables des fluides, toujours en régime permanent.

La figure D-5 permet de visualiser l'évolution radiale de la fraction massique en vapeur et de la température donnée par le modèle de Rohani et Tien [97] en différentes positions le long d'un caloduc de diamètre 5 cm fonctionnant à l'eau en présence d'air. La nature bidimensionnelle du problème est, dans ce cas, évidente et l'écart entre les résultats du modèle 2D et ceux issus d'une moyenne sur la section de passage, correspondant à une analyse 1D, peut être constaté sur la figure D-6.

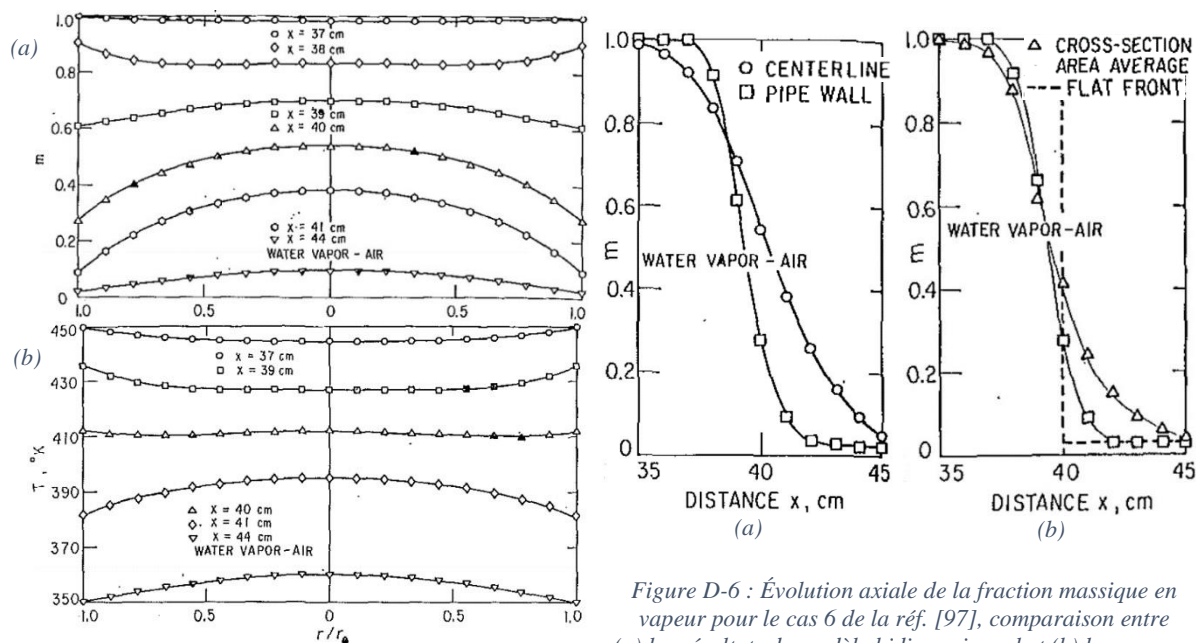


Figure D-5 : Évolution radiale de (a) la fraction massique en vapeur et (b) la température pour le cas 6 de la réf. [97]

Figure D-6 : Évolution axiale de la fraction massique en vapeur pour le cas 6 de la réf. [97], comparaison entre (a) les résultats du modèle bidimensionnel et (b) la moyenne sur la section de passage et le modèle à front plat

Le modèle présenté par Harley et Faghri en 1994 [98] simule le comportement transitoire de l'écoulement vapeur compressible couplé à la conduction instationnaire bidimensionnelle à travers la paroi et la structure capillaire. Les équations régissant le système sont résolues en 2D à la fois dans l'espace vapeur et la paroi, en prenant en compte l'ensemble des effets d'inertie, de convection et de diffusion. Pour valider le modèle, des simulations ont été réalisées pour un caloduc fonctionnant au sodium et comparées aux résultats expérimentaux obtenus par Ponnappan [D2]. L'accord entre prédictions et résultats expérimentaux est bon, mais le temps de calcul nécessaire est important : il était de 32 h en 1994, contre 1 minute pour le modèle transitoire à front plat incluant la conduction axiale [92] évoqué dans la partie D.1.1.1. Ce dernier a en effet été développé par les mêmes auteurs afin de réduire le temps de calcul et concorde bien avec le modèle bidimensionnel complet d'une part, et avec les données expérimentales d'autre part. Faghri et Harley en concluent donc que, malgré les approximations réalisées dans le cadre du modèle à front plat, celui-ci est un outil pratique et suffisamment précis pour le dimensionnement de caloducs lorsque la conduction axiale est prise en compte [92].

D.1.2 Thermosiphons diphasiques

Peu après avoir commencé à s'intéresser à l'effet des gaz incondensables dans les caloducs capillaires, les chercheurs ont également mené des études théoriques et expérimentales sur les thermosiphons diphasiques. Dans les caloducs capillaires, la structure capillaire est généralement considérée saturée de liquide et une conductivité thermique équivalente est estimée. Dans un

thermosiphon, en revanche, il est nécessaire de connaître l'épaisseur du film de condensation en chaque position axiale pour déterminer la résistance thermique supplémentaire induite.

D.1.2.1 Modèles bidimensionnels en régime permanent

En 1984, Hijikata *et al.* [99] ont développé un modèle bidimensionnel de thermosiphon contenant des gaz incondensables en appliquant la loi de diffusion de Fick en régime permanent. En plus de la diffusion axiale, la diffusion radiale, qui entraîne une accumulation des gaz incondensables à l'interface liquide-vapeur, est ainsi prise en compte. Le schéma de principe du modèle est présenté sur la figure D-7, avec une forme du front vapeur-gaz parabolique liée à la diffusion 2D. Les conditions aux limites sont exprimées grâce à un bilan d'énergie et à la théorie de Nusselt régissant le film liquide, mais la conduction radiale à travers le film et la paroi est négligée, de même que la conduction axiale. Le mélange vapeur-incondensables est assimilé à un gaz parfait de masse volumique uniforme $\rho_g = \rho_v(T_{sat})$. En outre, comme seule la partie condenseur du caloduc est simulée, plusieurs paramètres empiriques sont requis pour déterminer l'ensemble des conditions aux limites. Le modèle est résolu numériquement grâce à une méthode itérative sur la masse totale de gaz incondensables.

Deux paramètres adimensionnels importants ont été mis en évidence par Hijikata *et al.* [99] : la charge adimensionnelle en incondensables L_g^* et le paramètre de diffusion radiale E , défini par l'équation (D-9).

$$E = \frac{2 \rho_v \mathcal{D} h_{lv}}{h_{conv}(T_{sat} - T_{sf})D_{int}} \quad (D-9)$$

Ce paramètre correspond au rapport entre les flux transférés radialement par diffusion et par condensation, et dépend des conditions de fonctionnement. D'après les auteurs, pour de faibles valeurs de E , la diffusion radiale a un impact important tandis que, pour de plus grandes valeurs, le système se rapproche d'un problème de diffusion 1D. Concernant la quantité de gaz incondensables, plus celle-ci est faible, plus la diffusion radiale est prépondérante devant la diffusion axiale, d'où une zone inactive plus grande que celle qui serait prédite par un modèle 1D. Pour de grandes quantités de gaz incondensables, les fractions massiques sont plus homogènes sur la section du caloduc et la diffusion se fait principalement dans la direction axiale, excepté au niveau du front.

Peterson et Tien (1989) [100] ont ajouté l'effet de la conduction dans la paroi au modèle bidimensionnel de condenseur développé par Hijikata *et al.* [99], ainsi qu'une masse volumique variable des fluides. Un paramètre supplémentaire a été défini afin de caractériser l'importance de la conduction dans la paroi :

$$W = \frac{\overline{kA}}{2\pi r_i^3 h} \quad (D-10)$$

où $\overline{kA} = \sum k_j A_j$ est la conductance axiale totale incluant celles de la paroi, du liquide et de l'éventuelle structure capillaire, r_i est la position radiale de l'interface liquide-vapeur et h , le coefficient d'échange équivalent dans la zone sans gaz incondensables. Il prend en compte les transferts à l'interface, au sein du film liquide, de la structure capillaire et de la paroi, ainsi que les transferts externes (par convection ou rayonnement) et se rapporte à la surface de l'interface liquide-vapeur. La signification physique du paramètre W n'est pas explicitée par les auteurs, mais il semble correspondre au rapport entre la conductance axiale de la paroi et la conductance radiale totale.

Peterson et Tien [100] soulignent plusieurs inconvénients du modèle 2D « exact » : la résolution numérique est fastidieuse et possible seulement lorsque la conduction axiale dans la paroi est négligeable ($W \approx 0$) et il est instable pour de grandes valeurs de E . Face à ce constat, une formulation intégrale du système d'équations adimensionnalisées est proposée. Sa résolution nécessite un temps de calcul réduit par rapport aux modèles bidimensionnels précédemment développés, pour une précision comparable. Une étude expérimentale menée par les mêmes auteurs [103] a permis la validation des résultats théoriques (figure D-8) mais, pour un bon accord entre modèle et expérience, il est nécessaire d'estimer le paramètre W assez précisément.

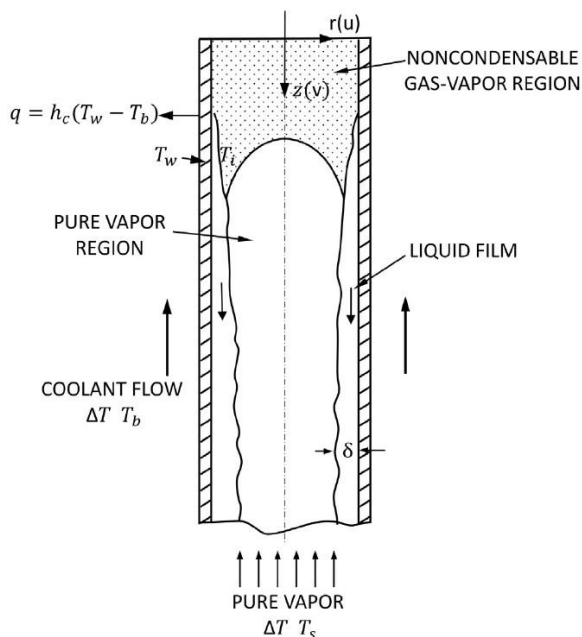


Figure D-7 : Schéma de principe du condenseur d'un thermosiphon contenant des gaz incondensables [99]

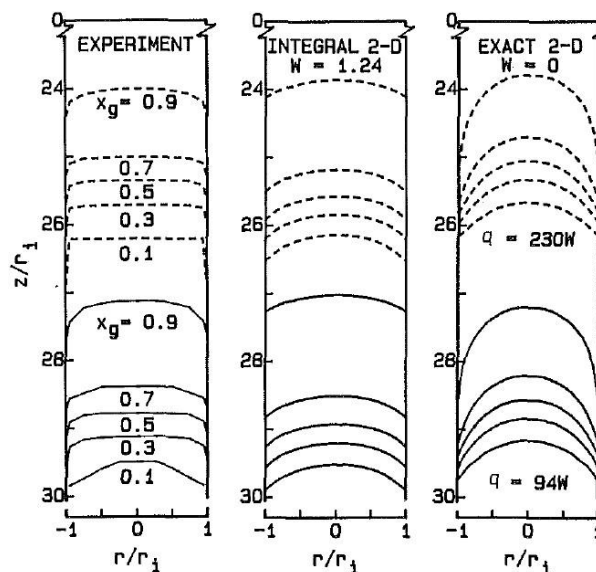


Figure D-8 : Comparaison des profils d'isoconcentration en gaz incondensables expérimentaux et donnés par le modèle 2D intégral et exact [100]

Pour permettre un dimensionnement encore plus rapide, une solution analytique 2D est établie par Peterson et Tien [100] pour E faible et un coefficient d'échange convectif constant. Connaissant la quantité de gaz incondensables présente dans le système, la résolution se fait de façon itérative en ajustant la position du front vapeur-gaz. Les prédictions sont correctes sur une large plage de variation des paramètres. Elles dévient de celles du modèle intégral lorsque E est grand ou très faible. Peterson et Tien ont enfin mené une analyse paramétrique, dont les conclusions sont les suivantes :

- Les effets 2D deviennent importants quand $E < 1$ et $W < 10$.
- Si le refroidissement se fait par convection naturelle ou rayonnement, le coefficient d'échange dépend de la température, ce qui augmente la longueur de la zone inactive. Cet effet est particulièrement marqué lorsque la conduction axiale est importante.

Dans les deux modèles ci-dessus [99-100], la chute de température liée à la conduction radiale au sein du film de condensat est négligée. Ce n'est plus le cas dans les travaux de Zhou et Collins [101], qui ont repris et modifié le modèle de diffusion bidimensionnel de Hijikata *et al.* [99] en 1995. La conduction radiale dans le film liquide est en effet prise en compte grâce à la définition d'un coefficient d'échange variable entre vapeur et milieu extérieur, dépendant de l'épaisseur de film. Celle-ci est évaluée via la solution de Nusselt pour les films minces [D6]. Le modèle est résolu numériquement par une méthode itérative sur l'épaisseur de film.

Une étude expérimentale est également présentée [101], dans laquelle des mesures précises de l'épaisseur de film ont pu être réalisées au sein de condenseurs cylindriques en verre et en cuivre ($D_{int} = 23$ mm) à l'aide d'une sonde rotative dont la résistance électrique varie au contact du liquide. L'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle de diffusion est très bon à basse puissance (30-40W), en particulier pour le condenseur en cuivre. Pour des puissances plus importantes, en revanche, la taille du front entre vapeur et gaz mesurée est significativement supérieure à celle prédite par le modèle. Dans la plupart des cas, l'hypothèse d'un transfert dominant par diffusion n'est donc pas vérifiée : la convection influence les transferts de chaleur et de masse au niveau de l'interface. La prise en considération de ce phénomène, bien que nécessaire, complexifie alors considérablement le problème.

D.1.2.2 Modèles bidimensionnels en régime transitoire

Après s'être intéressés aux caloducs capillaires, Harley et Faghri (1994) [102] ont élaboré un modèle transitoire pour les thermosiphons contenant des gaz incondensables. Les équations de conservation bidimensionnelles sont résolues pour la vapeur et les gaz incondensables, et le film liquide est modélisé par une solution de type Nusselt en régime quasi-permanent. Le modèle considère la conduction instationnaire axiale et radiale dans la paroi et la vapeur, les transferts par diffusion et convection à l'interface liquide-vapeur et les propriétés des fluides variables. La formulation d'Harley et Faghri se démarque des précédentes en ce qu'elle simule le caloduc dans son ensemble, et pas uniquement la partie condenseur. Le film de condensat est modélisé au niveau du condenseur, de la zone adiabatique et de l'évaporateur, ce qui permet de prendre en compte un débit de condensation variable, les contraintes interfaciales et les pertes de charge dans l'écoulement vapeur. Il est toutefois important de mentionner que l'analyse menée par Harley et Faghri considère une charge en fluide optimale, sans la présence d'un réservoir de liquide à l'évaporateur : l'évaporation et la condensation se font seulement depuis la surface du film liquide, seul endroit considéré en conditions de saturation.

Harley et Faghri [102] ont observé que la portion de condenseur active diminue avec l'augmentation de la masse de gaz incondensables présente dans le caloduc, ce qui entraîne une augmentation de la température de fonctionnement du système. Ce phénomène est, par nature, non linéaire. De plus, pour les fluides présentant un rapport des viscosités dynamiques μ_v/μ_l élevé, les contraintes interfaciales sont fortes et le film liquide épais. L'effet inverse est observé pour les fluides ayant un faible rapport μ_v/μ_l . La conduction dans la paroi a également un impact sur les résultats, en particulier lorsque la conductivité thermique de la paroi est élevée : celle-ci provoque alors une baisse de la température de fonctionnement, tandis que l'épaisseur de film augmente.

D.1.3 Synthèse

Une synthèse des modèles existants sur les caloducs capillaires et thermosiphons contenant des gaz incondensables a été présentée. Même en faible quantité, les gaz incondensables peuvent influencer le phénomène de condensation et dégrader de façon significative les performances des caloducs. Les modèles cités ont différents niveaux de complexité. Le modèle à front plat en régime permanent, bien que simple et peu précis, est toujours utilisé avec succès pour le dimensionnement rapide de systèmes comme les échangeurs à caloducs. Il est à la base de nombreux modèles plus sophistiqués. Les modèles de diffusion unidimensionnels se rapprochent davantage de la réalité physique mais demandent généralement une résolution numérique itérative. Enfin, les modèles bidimensionnels décrivent le comportement de l'interface vapeur-gaz incondensables de façon encore plus détaillée et rigoureuse, incluant notamment l'effet de la diffusion radiale, mais nécessitent le temps de calcul le plus important.

Dans la littérature, les thermosiphons sont principalement modélisés en 2D. Plusieurs paramètres adimensionnels ont été définis afin de caractériser l'importance des effets bidimensionnels dans ces systèmes, en particulier le paramètre de diffusion radiale E (équation (D-9)) et le paramètre W (équation (D-10)). D'après Peterson et Tien [100], les effets 2D deviennent importants quand $E < 1$ et $W < 10$. La charge en gaz incondensables a également une influence : Hijikata *et al.* [99] ont montré que, plus celle-ci est faible, plus la diffusion radiale est prépondérante devant la diffusion axiale, d'où la plus grande pertinence d'un modèle 2D par rapport à un modèle 1D pour les faibles quantités de gaz incondensables.

La littérature donne également quelques éléments permettant de préciser l'importance relative des différents phénomènes de transfert mis en jeu, notamment la diffusion de masse, la conduction et la convection thermique. Comme la plupart des études menées portent sur des caloducs faits de matériaux métalliques, la conduction axiale dans la paroi a un impact prépondérant sur la position de l'interface vapeur-gaz par rapport à la diffusion. Pour un caloduc à ailettes en polymère, en revanche, la conduction dans la paroi est minimisée, et l'impact de la diffusion sur l'allure du front est plus important. En outre, plusieurs auteurs [101,D5] ont mis en évidence l'importance de la convection dans les transferts de chaleur et de masse au niveau de l'interface, en plus de la diffusion. La convection est d'autant plus

influente que la puissance et l'écart de température de part et d'autre de l'interface sont grands. Ce phénomène a pourtant rarement été pris en compte car il complexifie considérablement le problème.

D.1.4 Autres types de caloducs et développements récents

En plus d'un fort intérêt pour les thermosiphons et caloducs à conductance variable à gaz incondensables, les années 1970 à 1990 ont vu paraître de nombreuses études sur les caloducs tournants contenant des gaz incondensables, notamment celles de Daniels et Al-Baharnah [D7], Daniels et Williams [D8-D9], Harley et Faghri [D10-D11] et Ling et Cao [D12].

Plus récemment, les chercheurs se sont penchés sur l'effet des gaz incondensables dans les boucles diphasiques (ou LHP pour *loop heat pipes*), les boucles thermosiphons et les caloducs oscillants. En 2010, Singh *et al.* [D13] ont analysé cet effet au sein d'une boucle diphasique miniature, tandis que Prado-Montes *et al.* (2014) [D14] se sont intéressés à la sensibilité aux gaz incondensables d'une boucle diphasique chargée en ammoniac pour des applications spatiales et ont comparé les résultats expérimentaux obtenus à ceux issus d'une modélisation. Entre 2013 et 2017, He *et al.* ont étudié expérimentalement l'influence des gaz incondensables sur une boucle diphasique chargée en ammoniac [83,D15] et sur une boucle thermosiphon en régime permanent [D16] et transitoire [D17]. L'effet des gaz incondensables sur le démarrage d'une boucle thermosiphon a également été analysé par Huang *et al.* [82] et Cao *et al.* [85]. Les études récentes de Wang *et al.* (2019) [86] sur les LHP et Zhang *et al.* (2017) [84] sur les boucles thermosiphons ont également contribué au développement des connaissances dans ce domaine. La seconde étude utilise d'ailleurs la méthode du facteur de dégradation présentée dans la partie suivante afin de caractériser l'impact des gaz incondensables pour différentes puissances. Concernant les caloducs oscillants, les recherches de Senjaya et Inoue (2014) [D18-D19] ou Daimaru et Nagai (2015) [D20] peuvent être citées.

Enfin, quelques travaux se démarquent des autres : Hameed et Rageb (2014) [D21] se sont intéressés aux caloducs à conductance variable à gaz incondensables chargés en nanofluides, Saad *et al.* [D22] ont mené en 2012 une étude expérimentale et théorique sur l'effet des gaz incondensables dans un caloduc capillaire cylindrique en régime transitoire, tandis que Mantelli *et al.* (2010) [D1] ont étudié un thermosiphon chargé en naphthalène. Dans les deux derniers articles cités [D1,D22], le modèle théorique développé considère un front plat entre vapeur et gaz incondensables (diffusion massique négligée). Mantelli *et al.* remarquent également que la thermodiffusion (effets Soret et Dufour) est systématiquement négligée dans les modèles existants, ce qui, suivant les fluides mis en jeu, n'est pas forcément justifié. Kaiping et Renz [D23] ont en effet montré en 1991 que, pour un mélange de gaz ayant des masses molaires éloignées, ce phénomène peut contribuer significativement aux transferts de masse, d'autant plus que les gradients de température sont importants et les gradients de concentration faibles.

Pour davantage de détails sur les études expérimentales et les applications des caloducs capillaires contenant des gaz incondensables (*gas-loaded heat pipes*), le lecteur est invité à se reporter au chapitre 8 de la référence [6].

D.2. Condensation en présence de gaz incondensables

Afin de modéliser notre système de la façon la plus pertinente possible, l'étude bibliographique ne se restreint pas à l'application caloduc. Il paraît en effet important de s'intéresser à la condensation en présence de gaz incondensables dans différentes conditions et géométries pour répondre aux questions suivantes : Comment caractériser l'effet des gaz incondensables sur la condensation en film ? La littérature offre-t-elle des formules analytiques ou des corrélations empiriques pour calculer un coefficient d'échange thermique de condensation en présence de gaz incondensables ?

Les études réalisées dans ce domaine portent généralement sur des écoulements à co-courant de vapeur saturée et gaz incondensables montants ou descendants dans un tube ouvert. Cette configuration est relativement éloignée de celle de notre application, où les tubes sont fermés et les incondensables stagnants, mais elle présente un intérêt pour qualifier l'impact des incondensables dans la direction

radiale, via en particulier le phénomène de diffusion. L'objectif est d'explorer les outils existants qui pourraient permettre de prendre en compte l'influence de la diffusion radiale sur la condensation sans passer par un modèle bidimensionnel complexe et long à résoudre, tels que ceux présentés précédemment. La diffusion radiale a systématiquement été négligée dans les modèles unidimensionnels de caloducs, mais serait-il possible de développer un modèle 1D incluant ce phénomène grâce à un coefficient d'échange en condensation fonction de la fraction massique en gaz incondensables ? Dans le cas où les effets 2D sont importants, un tel modèle cumulerait alors rapidité et précision.

Cette partie s'appuie largement sur la synthèse dressée en 2015 par Huang *et al.* [108] et reprend sa structure. Concernant la modélisation de la condensation en film en présence de gaz incondensables, les auteurs distinguent les modèles théoriques et semi-théoriques et, au sein de chaque famille, différentes approches avec leurs avantages et inconvénients (tableau D-1). La synthèse bibliographique de Huang *et al.* [108] inclut en outre une partie sur les modèles mathématiques et numériques, qui ne seront pas détaillés ici. Les simulations se sont en effet beaucoup développées grâce à l'évolution récente des capacités de calcul des machines et des outils disponibles, notamment en CFD (*computational fluid dynamics*). Ces outils peuvent permettre de résoudre de façon approchée des équations différentielles complexes et, adossés à la compréhension physique apportée par les modèles décrits ci-après, être utilisés comme support de dimensionnement dans de nombreuses applications industrielles. Pour en savoir plus, le lecteur est invité à se reporter à la référence [108].

Tableau D-1 : Synthèse des modèles de condensation en film en présence de gaz incondensables [108]

	Semi-theoretical model		Theoretical model	
	Degradation factor method	Heat and mass analogy method	Boundary layer model	Diffusion layer model
Method	Degradation factor is the ratio of experimental condensation heat transfer coefficient to pure steam condensation heat transfer coefficient, and is obtained by Nusselt analysis	Based on the similarities and connections between momentum, mass, and heat transfer, predict the condensation heat transfer characteristics	Describe and use suitable conditions to couple up the condensation film and steam-gas mixture region	The mass transfer process of steam in the presence of NCG is controlled by diffusion
Applicability and advantage	Strongly dependent on a large number of experimental data, it is less versatile	Need to solve flow conditions and the boundary conditions; most parameters need iteration; but analogy is straightforward	Solve the heat transfer characteristics of the liquid film and gas film, and consider film thickness, speed, interfacial shear force, etc.	The diffusion process can accurately describe resistance of NCG to vapor mass transfer
Representative literature	Vierow [106]	Colburn and Hougen [109]	Sparrow and Minkowycz [122–125]	Colburn and Hougen [127]

Comme l'expliquent Caruso et Vitale Di Maio [D24], l'étude de l'effet des gaz incondensables sur la condensation est d'une importance capitale dans l'industrie nucléaire. Ce type d'applications est historiquement à l'origine de nombreux développements sur le sujet, en particulier sur la condensation de vapeur d'eau en présence d'air, d'hélium et / ou d'hydrogène. Ces dernières années, les modèles utilisant l'analogie entre transfert de chaleur et de masse (section D.2.1.2), relativement pratiques à utiliser, sont implémentés par les chercheurs pour améliorer les codes de simulation et la sécurité dans les centrales nucléaires [D25-D27].

D.2.1 Modèles semi-théoriques

Dans les modèles semi-théoriques, certains paramètres doivent être déterminés expérimentalement. Ces modèles sont relativement simples et pratiques à utiliser, et de nombreuses corrélations existent pour différentes conditions. Deux méthodes peuvent être distinguées : la méthode du facteur de dégradation et l'analogie entre transferts de chaleur et de masse.

D.2.1.1 Méthode du facteur de dégradation

La méthode du facteur de dégradation a été proposée par Vierow [D28] en 1990. Ce facteur, qui peut être exprimé localement ou moyenné, est défini comme le ratio entre le coefficient d'échange de condensation obtenu expérimentalement en présence de gaz incondensables et le coefficient d'échange calculé par la formule analytique de Nusselt pour la condensation d'une vapeur pure.

Kuhn *et al.* (1997) [D29] ont étudié expérimentalement la condensation en film de vapeur d'eau en présence d'air ou d'hélium dans un tube vertical. Ils ont compilé une quantité conséquente de données et développé une corrélation permettant d'estimer le facteur de dégradation en fonction du nombre de

Reynolds du liquide, de l'épaisseur de film et de la fraction massique en gaz incondensables. La méthode du facteur de dégradation a également été comparée à deux modèles mécanistes, dont le modèle de la couche de diffusion, pour la prédiction des données expérimentales. Ces derniers prédisent le coefficient d'échange total de façon plus précise car ils décrivent mieux la complexité des phénomènes physiques mis en jeux. La méthode du facteur de dégradation reste toutefois satisfaisante pour l'ingénieur, d'un point de vue dimensionnement [108].

Plus récemment, Lee et Kim ont proposé de nouvelles corrélations basées sur la méthode du facteur de dégradation. Leurs essais expérimentaux ont porté sur la condensation de vapeur d'eau en présence d'air ou d'azote au sein d'un tube vertical (écoulement descendant) [D30] et d'un tube en U ouvert aux deux extrémités (étude de l'écoulement montant, condensation à reflux) [D31]. La corrélation de Lee et Kim [D30] a été modifiée en 2018 par Chung *et al.* [D32] pour de meilleures prédictions sur une gamme de pressions élevées (jusqu'à 60 bar).

Les différentes corrélations évoquées sont synthétisées dans le tableau D-2. Les paramètres Y_a et τ_g^* représentent respectivement la fraction massique en gaz incondensables et la contrainte de cisaillement adimensionnée.

Tableau D-2 : Corrélations pour le calcul du facteur de dégradation [108]

Authors	Correlations		Parameters				
Vierow [106] 1990	$F = (1 + aRe_g^b)(1 - cY_a^d)$		Y_a	a	b	c	d
			$Y_a < 0.063$	2.88E-05	1.18	10	1
			$0.063 < Y_a < 0.6$	2.88E-05	1.18	0.94	0.13
			$Y_a > 0.6$	2.88E-05	1.18	1	0.22
Kuhn [107] 1997	$F = \frac{\dot{m}_{max}}{\dot{m}_0}(1 + aRe_g^b)(1 - bY_a^c)$	Air	$Y_a < 0.1$	7.32E+04	2.6	0.708	
			$Y_a < 0.1$	7.32E+04	1	0.202	
			$Y_a < 0.01$	7.32E+04	-35.8	1.074	
		Helium	$0.01 < Y_a < 0.1$	7.32E+04	-2.09	0.457	
			$Y_a > 0.1$	7.32E+04	-1	0.137	
Lee and Kim [95] 2008	$F = \tau_g^{0.3124}(1 - 0.964 Y_a^{0.402})$ $0.06 < \tau_g^* < 46.65, \quad 0.038 < Y_a < 0.814$						

D.2.1.2 Analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse

L'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse s'appuie sur les similarités entre quantité de mouvement, masse et flux de chaleur. Le transfert de chaleur se produit sous l'effet d'un gradient de température et le transfert de masse, d'un gradient de concentration. Cette ressemblance formelle peut être exploitée pour simplifier les calculs et modélisations.

Cette méthode a été proposée en premier lieu pour le calcul de coefficients d'échange de condensation par Colburn et Hougen [D33] en 1934. Le coefficient global entre mélange gazeux et paroi doit prendre en compte la résistance thermique du film liquide, ainsi que les échanges de chaleur sensible et latente entre les gaz et la surface du film liquide. Ainsi, la densité de flux transférée entre le mélange gazeux et la paroi s'exprime [108] :

$$q_s = \frac{T_b - T_p}{\frac{1}{h_f} + \frac{1}{h_g}} \quad \text{avec} \quad h_g = h_s + h_{cond} \quad (D-11)$$

où T_b est la température de l'écoulement loin de la paroi, h_f le coefficient d'échange associé au film de condensat et h_g le coefficient d'échange à l'interface liquide-mélange gazeux. L'indice s correspond aux transferts de chaleur sensible. La température de l'interface liquide-gaz étant nécessaire à la résolution, celle-ci se fait généralement de façon itérative.

No et Park (2002) [D34] ont développé un modèle itératif unidimensionnel pour la condensation en présence de gaz incondensables au sein d'un tube vertical. Le modèle permet de déterminer les coefficients d'échange h_s et h_{cond} grâce aux équations (D-12) à (D-14), issues de l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse.

$$St = \frac{h_s}{\rho_g u_g} = \frac{Nu}{Re_g Pr_g} \quad (D-12)$$

$$St_m = \frac{\kappa_m}{\rho_g u_g} = \frac{Sh}{Re_g Sc_g} \quad (D-13)$$

$$h_{cond} = \kappa_m \frac{i_{g,b} - i_{l,i} w_{v,i} - w_{v,b}}{1 - w_{v,i} \frac{T_i - T_b}{T_i - T_b}} \quad (D-14)$$

Pour cela, la connaissance des nombres de Stanton St et St_m est requise. Différentes méthodes existent pour les calculer : No et Park ont choisi la formule de Dipprey [D35] pour les tubes rugueux. Le coefficient de frottement à l'interface, nécessaire au calcul, est estimé grâce à une corrélation donnée par Wallis [D36], et l'effet de l'établissement progressif de l'écoulement en entrée est pris en considération. Concernant le film de condensat, les auteurs utilisent le modèle de film de Blangetti [D37] pour calculer la résistance thermique du film et la corrélation de Muñoz-Cobo *et al.* [D38] pour son épaisseur. Cette dernière tient compte des contraintes interfaciales pour un écoulement de gaz descendant.

Après avoir travaillé sur ce modèle de référence, No et Park [D34] l'ont simplifié pour aboutir à un modèle non-itératif en posant l'hypothèse que, au sein de la couche de diffusion, la concentration et la température des gaz incondensables évoluent proportionnellement. Autrement dit, les profils radiaux de fraction massique et de température sont similaires. Le modèle non-itératif calcule les flux de chaleur à travers le film liquide et à travers la couche de diffusion séparément, sans connaître la température d'interface. D'après les auteurs, il prédit relativement bien les données expérimentales de Park [D39], Siddique [D40] et Kuhn [D41] et donne des résultats très proches de ceux du modèle itératif.

En 2004, un modèle itératif de condensation dans un tube vertical a été élaboré par Maeshwari *et al.* [D42] afin de prédire le coefficient d'échange local pour la condensation en présence de gaz incondensables. L'écoulement descendant du mélange vapeur-gaz est modélisé grâce à l'analogie entre transferts de chaleur et de masse, et différentes approches sont considérées :

- Le modèle de Blangetti [D37] est comparé à l'équation de Nusselt associée à la corrélation de McAdams [D43] pour le calcul de l'épaisseur de film et du coefficient d'échange h_f . Contrairement l'équation de Nusselt, le modèle de Blangetti prend en compte les contraintes interfaciales.
- La corrélation de Moody [D44] est comparée à celle de Wallis [D36] pour le calcul de la contrainte interfaciale.

Les coefficients d'échange h_s et h_{cond} sont calculés à partir des nombres de Stanton St et St_m , eux-mêmes issus des corrélations de Gnielinski [D45]. Le modèle considère en outre l'effet d'aspiration lié à la condensation (*suction effect*) et l'établissement progressif de l'écoulement en entrée de tube. Les prédictions du modèle sont proches des données expérimentales pour des valeurs de Re allant jusqu'à 90 000 et ce, quelles que soient les méthodes utilisées. Les résultats montrent également que la résistance thermique du mélange gazeux liée à la condensation est supérieure à celle du film liquide pour de faibles nombres de Reynolds. Ce phénomène peut toutefois s'inverser quand Re augmente, car il y a alors davantage de turbulences au sein de la couche limite gazeuse.

Oh et Revankar (2006) [D46] ont mené une étude théorique et expérimentale sur la condensation en film au sein d'un tube vertical pour un écoulement descendant. Ils proposent un modèle basé sur l'analogie entre transferts de chaleur et de masse et résolu par itérations sur la température d'interface en chaque position le long du condenseur. La méthode de Blangetti [D37] a de nouveau été choisie pour modéliser le film liquide, tandis que les corrélations données dans le tableau D-3 ont été utilisées pour calculer les paramètres adimensionnels caractérisant le transport de chaleur, de masse et de quantité de mouvement au sein du mélange gazeux. Comme précédemment, l'effet d'aspiration lié à la condensation (*suction / transpiration effect*) est pris en compte. En effet, lors de la condensation, la vitesse normale à l'interface liquide-vapeur n'est pas nulle, ce qui favorise les transferts. Une correction est donc appliquée aux nombres de Stanton via les coefficients b_h et b_m (*blowing parameters*), qui sont négatifs dans le cas de la condensation.

Tableau D-3 : Corrélations pour le calcul du coefficient de frottement à l'interface f et des nombres de Stanton St et St_m [D46]

Transport mode	Correlations		Transpiration effect	Blowing parameter
	Laminar flow	Turbulent flow		
Momentum, f_0	$f_0 = \frac{16}{Re_d}$	$f_0 = 0.079 \cdot Re_d^{-0.25}$	$\frac{f/2}{(f/2)_0} = \frac{b_f}{\exp(b_f) - 1}$	$b_f = \frac{m''/G_\infty}{(f/2)_0}$
Heat, St_0 or Nu_0	$Nu_0 = 4.364$	$Nu_0 = 0.022 \cdot Re_d^{0.8} \cdot Pr^{0.5}$	$\frac{St}{St_0} = \frac{b_h}{\exp(b_h) - 1}$	$b_h = \frac{m''/G_\infty}{St_0}$
Mass, St_{m0} or Sh_0	$Sh_0 = 4.364$	$Sh_0 = 0.022 \cdot Re_d^{0.8} \cdot Sc^{0.5}$	$\frac{St_m}{St_{m0}} = \frac{g_m}{g_{m0}} = \frac{b_m}{\exp(b_m) - 1}$	$b_m = \frac{m''/G_\infty}{St_{m0}}$

Les données expérimentales concernent la condensation de vapeur d'eau en présence d'air et sont bien prédites par le modèle. Le coefficient d'échange décroît avec l'augmentation de la fraction en gaz incondensables et de la pression du système, et croît avec l'augmentation du débit de vapeur. Il est toutefois légèrement sous-estimé par la théorie lorsque le nombre de Reynolds du film liquide est grand, car l'apparition d'ondelettes à la surface du film améliore l'échange thermique. Enfin, la figure D-9 présente la comparaison entre les prédictions du modèle d'analogie, celles d'un modèle de couche limite [D47] (voir partie D.2.2.1) et les résultats expérimentaux de Kuhn [D41] : les deux modèles prédisent très bien les données expérimentales.

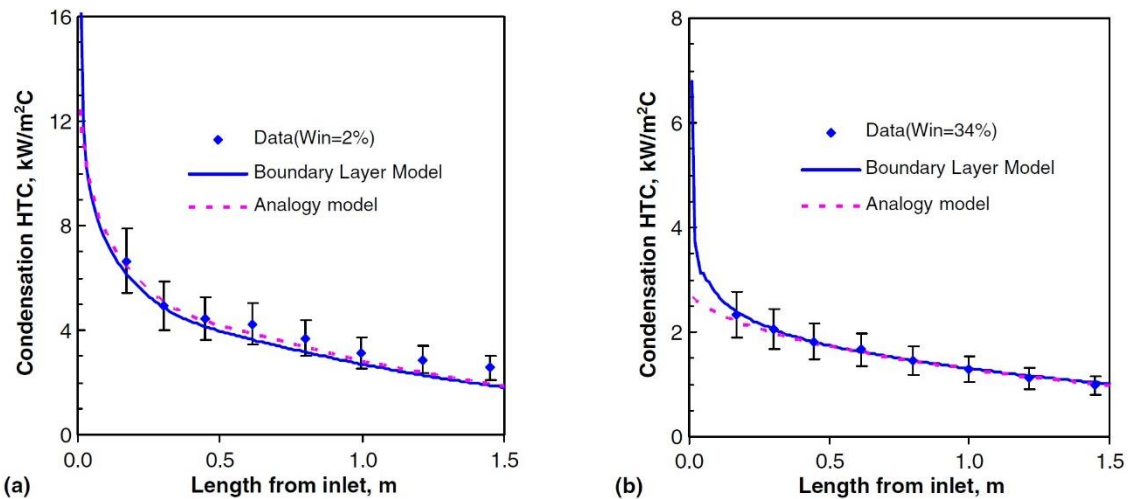


Figure D-9 : Comparaison des coefficients d'échange locaux expérimentaux et issus de modélisations [D46] pour deux fractions massiques en gaz incondensables en entrée de tube (a) 2 % et (b) 34 %

Liao *et al.* [D48] ont développé en 2009 un modèle pour la condensation d'une vapeur montant au sein d'un tube vertical, à contre-courant du film liquide et en présence de gaz incondensables. Contrairement aux modèles précédents, qui s'intéressent à un écoulement à co-courant, celui-ci est résolu à partir du bas du tube à l'aide d'une double procédure itérative sur la température d'interface et le débit de vapeur en sortie de tube. Le modèle considère en effet la possibilité que la vapeur ne se condense pas complètement. Il prend également en compte la contrainte interfaciale pour des écoulements à contre-courant : les corrélations utilisées pour évaluer le coefficient de frottement (Seban et Hodgson [D49], Thumm *et al.* [D50]) sont différentes de celles pour les écoulements à co-courant. Enfin, le *suction effect* est inclus dans le calcul du coefficient d'échange de chaleur sensible et du coefficient de condensation, estimé grâce à l'analogie transfert de chaleur-transfert de masse, de même que l'influence des gaz incondensables s'accumulant à l'interface liquide-vapeur. Cette influence, liée à la diffusion radiale, est quantifiée grâce au modèle de couche de diffusion de Liao et Vierow [D51] (cf. partie D.2.2.2).

Les résultats du modèle de Liao *et al.* [D48] ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement par Lee *et al.* [D31] (figure D-10) et Moon *et al.* [D52]. La figure D-10 montre que le modèle prédit bien les valeurs et l'évolution du coefficient d'échange global entre le mélange gazeux et la paroi intérieure. Pour le troisième cas (en rouge), la théorie sous-estime le coefficient d'échange en entrée de tube car l'établissement progressif de l'écoulement dans cette zone n'a pas été considéré. Les courbes théoriques permettent d'observer l'existence de différents régimes de transferts thermiques le long du

tube, liés à des transitions dans les phénomènes dominant les échanges (transfert de chaleur latente ou sensible) et entre régimes laminaire et turbulent dans l'écoulement. Liao *et al.* [D48] ont également comparé les coefficients d'échange théoriques entre des écoulements à contre-courant et à co-courant dans un tube vertical, avec les mêmes conditions aux limites (figure D-11).

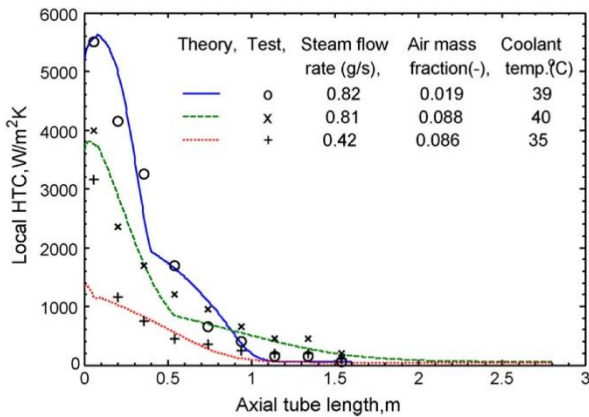


Figure D-10 : Comparaison des coefficients d'échange locaux expérimentaux et prédits par le modèle [D48]

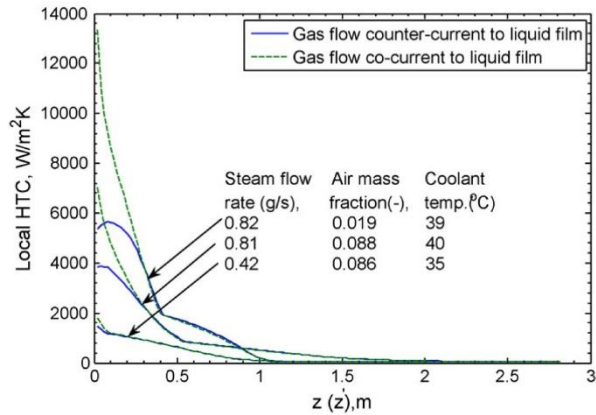


Figure D-11 : Comparaison des coefficients d'échange locaux entre des écoulements à contre-courant et à co-courant [D48]

En 2013, Chantana et Kumar [D53] ont complété le modèle de Oh et Revankar [D46] pour l'appliquer à la condensation de vapeur en présence d'air au sein d'un espace annulaire. Une corrélation est obtenue à partir des résultats du modèle pour estimer le coefficient d'échange de condensation h_{cond} . Celle-ci est valable pour $4\,600 \leq Re \leq 14\,000$ et une fraction massique en gaz incondensables comprise entre 88 et 97 %.

Caruso et Vitale Di Maio (2014) [D24] ont mené une étude théorique et expérimentale de la condensation en présence de gaz incondensables au sein de tubes horizontaux ou inclinés (à 15, 30 et 45°). Le modèle proposé pour caractériser les échanges de chaleur et de masse à l'interface liquide-vapeur est basé sur :

- La corrélation de Chato [D54], développée pour des écoulements stratifiés faiblement inclinés, pour estimer le coefficient h_f .
- L'analogie entre transferts de chaleur et de masse et le modèle de couche de diffusion pour exprimer les parts latente et sensible de la résistance d'interface. Les auteurs aboutissent ainsi à une formulation adimensionnelle prenant en compte le *suction effect*.

L'étude expérimentale, quant à elle, porte sur la condensation de vapeur d'eau en présence d'air dans un tube de diamètre intérieur 22 mm. La correspondance avec les prédictions du modèle est bonne, excepté en régime laminaire car l'analogie a été faite en régime turbulent (analogie de Colburn), ou pour une inclinaison de 45°, éloignée des conditions d'application du modèle de Chato.

L'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse peut être utilisée pour développer des modèles simples, mais elle peut également permettre de corréliser des données expérimentales sous une forme généralisable. Pour un ensemble de mesures, il existe en effet une multiplicité de formes de corrélations possibles, mais l'approche entièrement empirique présente des limites : elle peut aboutir à des contradictions apparentes entre plusieurs corrélations et certains paramètres importants sont parfois omis. Face aux incohérences constatées, Dehbi a compilé un grand nombre de données expérimentales et proposé une corrélation unifiée basée sur l'analogie entre transferts de chaleur et de masse pour la condensation de vapeur d'eau en présence d'air en 2015 [D55] et en présence d'un mélange air-hélium en 2016 [D56]. Des analyses paramétriques ont également été menées par l'auteur afin de caractériser l'effet de la pression totale, de la fraction en gaz incondensables et du sous-refroidissement de la paroi sur le coefficient d'échange.

La validité des corrélations, qu'elles soient issues de la méthode du facteur de dégradation ou de l'analogie entre transferts de chaleur et de masse, est fortement liée aux conditions expérimentales considérées (fluides, pression, géométrie du système, orientation, débits et vitesses, sens d'écoulement, etc.). La majorité des corrélations de la littérature s'applique à la condensation de vapeur d'eau en

présence d'air sur une plaque plane ou dans un tube de diamètre supérieur au centimètre, et pour des pressions supérieures ou égales à la pression atmosphérique. Les modèles semi-théoriques développés à l'aide de l'analogie sont plus versatiles mais utilisent tout de même des coefficients déterminés empiriquement.

D.2.2 Modèles théoriques

Les modèles théoriques ne nécessitent aucune donnée empirique. Ils sont basés uniquement sur les équations de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement et utilisent des formules physiques pour décrire le phénomène de condensation en présence de gaz incondensables en régime permanent. La physique qui sous-tend ces modèles est très rigoureuse, mais leur complexité empêche une résolution par discrétisation du système [108]. La théorie cinétique des gaz, qui vise à décrire les caractéristiques macroscopiques des gaz à partir de considérations microscopiques (composition, mouvements des molécules...) en utilisant, entre autres, des outils statistiques, est à la base de ces modèles et permet d'appréhender le processus par lequel les molécules de vapeur franchissent la « barrière » de gaz incondensables pour atteindre la surface du film liquide. Deux types d'approches théoriques existent dans la littérature : le modèle de la couche limite et le modèle de couche de diffusion [108].

D.2.2.1 Modèle de la couche limite

Les équations de la couche limite constituent le point de départ de ce modèle. Elles correspondent à une forme simplifiée des équations de Navier-Stokes pour des écoulements à grand nombre de Reynolds, obtenue grâce à une analyse d'échelle et aux « hypothèses de couche limite » (ou hypothèses de Prandtl). Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel autour d'un obstacle cylindrique, ces hypothèses sont les suivantes [D57] :

- L'épaisseur de la couche limite est très petite devant les dimensions de l'obstacle.
- La composante du vecteur vitesse normale à la paroi est petite devant la composante tangente à la paroi.
- Les dérivées par rapport à l'abscisse curviligne s sont petites devant les dérivées correspondantes par rapport à la direction normale à la paroi.

Dans les années 1960, Sparrow *et al.* [D58-D59] ont proposé l'application du modèle de la couche limite, déjà largement utilisé en mécanique des fluides, à la condensation en film sur une plaque plane en présence de gaz incondensables. Ils ont utilisé les équations bidimensionnelles de la couche limite pour décrire le film de condensat et la zone adjacente au film, occupée par un mélange vapeur-gaz et dans laquelle ont lieu des phénomènes de transport liés à la condensation. Différentes conditions de continuité à l'interface liquide-gaz permettent de coupler les deux couches limites, ainsi qu'une contrainte d'imperméabilité de l'interface aux gaz incondensables. Une résistance d'interface issue de la théorie cinétique des gaz est également prise en compte, d'où un saut de température à l'interface. La résolution se fait par itérations sur cette température et nécessitait, à l'époque, des dizaines d'heures de calcul.

Les auteurs se sont intéressés, dans un premier temps, au cas d'une vapeur d'eau se condensant sur une plaque verticale en présence d'air sans écoulement (convection naturelle) [D58]. Les résultats montrent que l'effet des gaz incondensables est accentué à basse pression et que la présence d'air, même en faible quantité, impacte considérablement les échanges de chaleur : une fraction massique de 0,5 % d'air dans l'écoulement réduit le flux de chaleur transféré d'au moins 50 %. Cette réduction est principalement due à la résistance de diffusion au sein de la couche limite vapeur-incondensables. Les effets de thermodiffusion (effets Soret et Dufour) et la résistance interfaciale sont négligeables. La figure D-12 montre deux profils de température représentatifs dans la direction perpendiculaire à la plaque. L'épaisseur du film liquide étant trois fois plus faible que celle de la couche limite vapeur-gaz incondensables, l'échelle des abscisses est scindée en deux parties. Le paramètre σ , mis en évidence sur la figure, correspond au coefficient de condensation issu de la théorie cinétique des gaz. Il est compris

entre 0 et 1 et caractérise la fraction des molécules de vapeur entrant en contact avec la surface liquide qui se condense effectivement. La résistance d'interface, bien qu'exagérée par un σ très faible sur la première courbe, induit un saut de température négligeable par rapport à celui lié à la résistance de diffusion, ce qui confirme les conclusions précédentes.

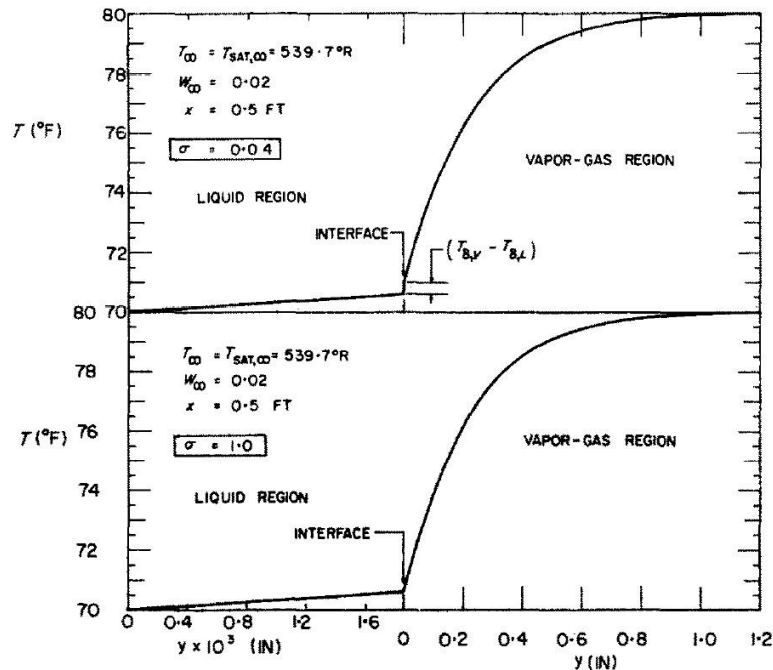


Figure D-12 : Profils de température représentatifs [D58]

Sparrow *et al.* [D59] ont également étudié le cas d'un mélange vapeur-gaz incondensables en convection forcée au-dessus d'une plaque horizontale. Après avoir développé une analyse générale, ils l'ont de nouveau appliquée à la condensation d'une vapeur d'eau en présence d'air et ont admis plusieurs hypothèses, couramment reprises pour ce type de modèles [108] :

- L'écoulement vapeur-gaz incondensables est établi, en conditions stationnaires et à la température de saturation.
- Le système est localement à l'équilibre thermodynamique à tout instant.
- La condition limite de non glissement, c'est-à-dire de continuité de la vitesse tangentielle, est respectée pour le film de condensat et pour la couche limite formée par la vapeur et les gaz incondensables dans la zone adjacente au film.
- Les gaz incondensables, la vapeur et le mélange gazeux sont assimilables à des gaz parfaits.

Par la suite, Rose [D60] a simplifié le modèle de Sparrow [D58] en utilisant la théorie de Nusselt afin de réduire le temps de calcul. Une méthode intégrale a été mise en œuvre, en considérant l'épaisseur des deux couches limites (film de condensat et couche limite vapeur-gaz) identique. Les résultats peuvent être assez éloignés de ceux du modèle initial mais restent intéressants lorsqu'une grande précision n'est pas recherchée (dimensionnement pour certaines applications) ou en guise d'estimations préliminaires. Rose souligne que ni le modèle exact, ni la solution approchée ne sont valides lorsque la masse molaire des gaz incondensables est plus petite que celle de la vapeur, ou lorsque le nombre de Grashof est trop faible pour que les hypothèses de couche limite ne soient vérifiées ou trop grand pour éviter l'apparition de turbulences.

En 1980, Rose [D61] a mené une étude théorique sur la condensation d'une vapeur en convection forcée en présence de gaz incondensables sur une plaque plane horizontale et pour un écoulement normal à un cylindre horizontal. Différentes approximations ont été réalisées pour aboutir à des équations liant le débit massique de condensation aux conditions à l'interface liquide-gaz et au sein de l'écoulement. L'équation (D-15) en est un exemple et donne, dans le cas de la plaque horizontale, le

rapport des fractions massiques dans l'écoulement et à l'interface en fonction de différents paramètres adimensionnels :

$$\frac{W_\infty}{w_i} = \{1 + \beta_x Sc (1 + 0,941 \beta_x^{1,14} Sc^{0,93}) / \zeta\}^{-1} \quad (D-15)$$

avec
$$\begin{cases} \beta_x = (\kappa_{mx} / \rho u_\infty) Re_x^{1/2} \\ \zeta = Sc^{1/2} (27,8 + 75,9 Sc^{0,306} + 657 Sc)^{-1/6} \end{cases}$$

L'indice x indique un paramètre local. Grâce à cette relation et en connaissant le flux de chaleur, la fraction massique en gaz incondensables et la température à l'interface peuvent être déterminées par itérations. Les résultats du modèle ont été comparés avec succès à des solutions numériques et à des données expérimentales.

La figure D-13 présente le schéma de principe du modèle de la couche limite sur une plaque plane horizontale. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie doivent être résolues simultanément pour le mélange vapeur-incondensables et le film de condensat, ainsi que l'équation de diffusion au sein du mélange gazeux. Les conditions limites correspondent aux grandeurs uniformes spécifiées sur la figure : vitesse u_∞ loin de la paroi, fraction massique en gaz incondensables W_∞ et température T_∞ au sein de l'écoulement, température T_w imposée à la paroi. À l'interface, la continuité de la vitesse, de la contrainte liée aux frottements et de la température doivent être vérifiées (sauf si une résistance d'interface est considérée, auquel cas la dernière condition est supprimée), ainsi que la conservation de l'énergie et de la masse de l'espèce condensable. À cela s'ajoute l'imperméabilité de l'interface aux gaz incondensables, autrement dit, le débit massique d'incondensables à l'interface est nul.

En 2012, Tang et al. [D62] ont développé un modèle bidimensionnel de double couche limite pour avoir accès au coefficient d'échange de condensation sur un tube horizontal en présence de gaz incondensables. Le mélange gazeux loin du tube est considéré immobile (pas d'écoulement) et les équations sont résolues numériquement par la méthode des différences finies. La concentration locale en gaz incondensables est analysée, ainsi que les distributions de vitesse et de température dans les couches limites. Les résultats sont concordants avec des données expérimentales et montrent que, même si la concentration en gaz incondensables est faible, la réduction du coefficient d'échange moyen est significative (figure D-14).

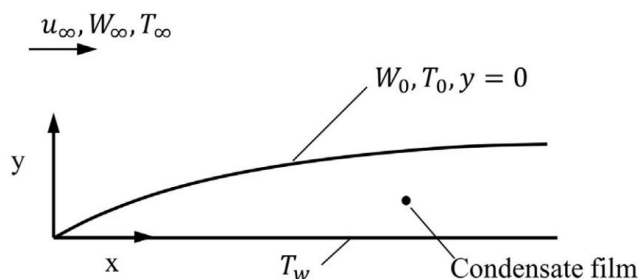


Figure D-13 : Schéma de principe du modèle de la couche limite sur une plaque horizontale [D61]

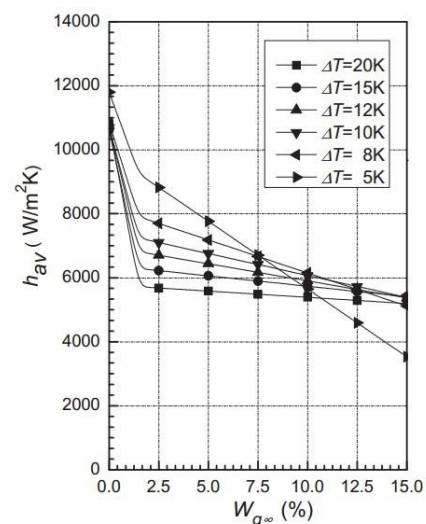


Figure D-14 : Coefficient de condensation moyen en fonction de la fraction massique en incondensables [D62]

D.2.2.2 Modèle de couche de diffusion

En 1930, Colburn et Hougen [D63] ont été les premiers à proposer le modèle de couche de diffusion. Lors de la condensation d'une vapeur en présence de gaz incondensables, ceux-ci s'accumulent au niveau de l'interface liquide-vapeur, faisant obstacle à la condensation. Colburn et

Hougen ont fait l'hypothèse que les transferts de masse sont alors dominés par la diffusion, et que celle-ci est induite par la différence de pression partielle en vapeur entre l'interface et le mélange gazeux [108]. À cause du manque de données expérimentales pour confirmer la théorie et des moyens de calcul limités de l'époque, ce modèle n'a été repris qu'en 1971 par Denny *et al.* [D64]. Ces derniers ont utilisé une formulation intégrale et la méthode des différences finies pour aboutir à une solution approchée de l'équation de diffusion bidimensionnelle. D'autres auteurs se sont ensuite intéressés au modèle de couche de diffusion, en particulier Vierow et Schrock [D65], Kageyama et Peterson *et al.* [D66-D68], Ogg [D69], Muñoz-Cobo [D38] et Revankar et Pollock [D70].

Le modèle de couche de diffusion s'appuie sur une approche théorique pour exprimer la conductivité thermique effective en condensation λ_{cond} , tout en faisant appel à l'analogie entre transferts de chaleur et de masse et à des corrélations pour remonter aux coefficients d'échange. Malgré son classement dans la partie sur les modèles théoriques par Huang *et al.* [108], ce modèle est donc semi-théorique et comparable à ceux présentés dans la partie D.2.1.2 sur l'analogie, comme le confirment Caruso et Vitale Di Miao [D24]. Le modèle de couche de diffusion est en fait une forme particulière de l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse, dans laquelle le coefficient de transfert de masse est converti en une conductivité thermique, en utilisant l'équation de Clausius-Clapeyron. La différence de température entre le mélange gazeux et l'interface devient ainsi le moteur à la fois du transfert thermique et du transfert de masse, ce qui simplifie la résolution itérative [D71].

La figure D-15 présente le schéma de principe du modèle de couche de diffusion au sein d'un tube vertical. L'épaisseur de la couche de diffusion est ici notée δ_g . Les hypothèses du modèle sont les suivantes [108] :

- l'écoulement est bidimensionnel et en régime permanent,
- la section transversale du tube est circulaire et sa géométrie est axialement uniforme,
- le film liquide est imperméable aux gaz incondensables,
- les gaz incondensables sont localement bien mélangés à la vapeur et à l'équilibre thermodynamique avec celle-ci,
- le mélange vapeur-gaz est saturé en vapeur et ses propriétés sont constantes, excepté dans la couche de diffusion, proche de l'interface du film liquide.

Lorsque la concentration en gaz incondensables est importante, le transfert de chaleur se fait principalement par conduction (chaleur sensible) dans le mélange gazeux tandis que, lorsqu'elle est très faible, la résistance thermique du film de condensat domine. Pour des concentrations intermédiaires, la résistance au transfert de masse devient prédominante [D66]. Les travaux évoqués ci-dessus s'appuient sur l'équation de diffusion (ou loi de Fick) et la conservation des espèces pour caractériser la résistance au transfert de masse. Peterson *et al.* (1993) [D67] ont appliqué la loi de Fick en termes de fractions molaires y et, à l'aide de la loi des gaz parfaits et de l'équation de Clausius-Clapeyron, ils ont obtenu une conductivité thermique effective en condensation telle que :

$$\lambda_{cond} = \frac{1}{\Phi} \frac{h'_{lv} h_{lv} P \mathcal{D} \bar{M}_v^2}{R^2 T_{moy}^3} \quad \text{avec} \quad \Phi = \frac{\ln[(1 - y_{nc,b})/(1 - y_{nc,i})]}{\ln(y_{nc,i}/y_{nc,b})} \quad (D-16)$$

$$\text{et} \begin{cases} T_{moy} = (T_b + T_i)/2 \\ h_{lv} = h_{lv}(T_{moy}) \\ h'_{lv} = h_{lv}(T_i) + c_{p,v}(T_b - T_i) \end{cases}$$

Ainsi, le nombre de Sherwood pour la condensation s'exprime simplement $Sh = h_{cond} \ell / \lambda_{cond}$, dans une forme analogue au nombre de Nusselt pour le transfert de chaleur sensible. Les coefficients d'échange partiels h_{cond} et h_s peuvent ainsi être évalués grâce à l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse. Peterson *et al.* [D66] proposent ensuite une résolution du modèle en neuf étapes pour aboutir au coefficient d'échange global et calculer les paramètres à l'interface liquide-gaz (température, fractions molaires).

Brouwers [D72] a mis en évidence l'impact de la formation de brouillard, liée à une sursaturation, sur les échanges thermiques : ce phénomène améliore le transfert de chaleur sensible mais réduit le transfert de chaleur latente. En plus d'une correction liée à la vitesse induite par le changement

de phase (*suction effect*), Brouwers propose ainsi un facteur de correction compris entre 1 et 3 pour prendre en compte l'effet de la formation de brouillard dans le modèle de Peterson *et al.* [D67]. Cet effet est particulièrement important dans les zones où la concentration en gaz incondensables est élevée [108].

Liao et Vierow *et al.* [D51,D73] et Hogan *et al.* [D74] ont ensuite travaillé sur un modèle de couche de diffusion généralisé. Liao et Vierow (2007) [D51] se sont basés sur une formulation massique de la loi de Fick, plus cohérente avec la théorie cinétique des gaz que la formulation molaire précédemment employée, et ont inclus les effets de suction et de la formation de brouillard sur le transfert de chaleur sensible via la méthode de Brouwers [D72]. L'influence de la masse molaire variable du mélange au sein de la couche de diffusion sur les échanges de chaleur latente, négligée dans les approches précédentes, a également été prise en compte. Les prédictions du modèle généralisé ont ensuite été comparées à une grande variété de données expérimentales et, grâce aux différentes modifications réalisées, une meilleure concordance que celle obtenue avec le modèle de Peterson [D67] a été constatée (figure D-16).

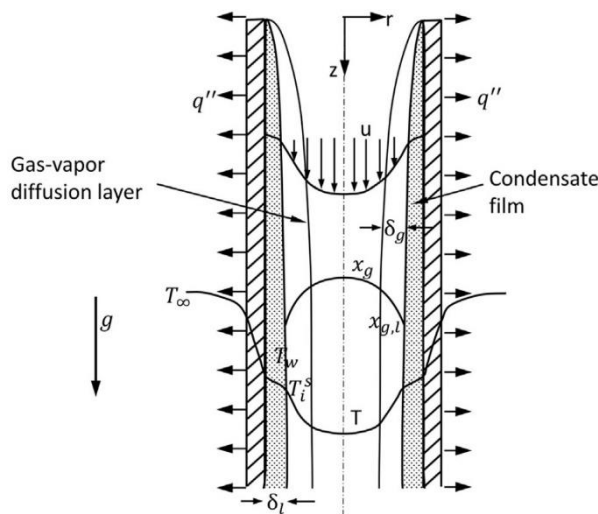


Figure D-15 : Schéma de principe du modèle de couche de diffusion au sein d'un tube vertical [D66]

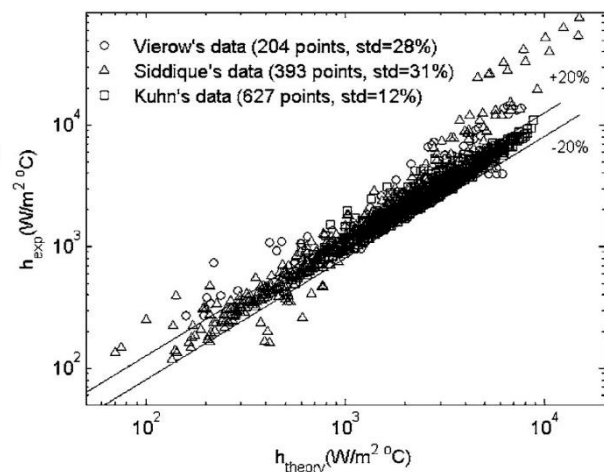


Figure D-16 : Comparaison des coefficients d'échange locaux expérimentaux et issus du modèle de Liao et Vierow [D51]

Parmi les différents travaux cités dans cette partie, la grande majorité couple l'expression de la conductivité thermique effective en condensation avec l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse pour calculer les coefficients d'échange partiels h_{cond} et h_s . Les modèles des références [D38,D51,D63,D66-D68,D72,D74] sont donc à rapprocher de ceux évoqués dans la partie D.2.1.2 sur l'analogie, en particulier des articles [D48] et [D24] qui utilisent une conductivité thermique effective en condensation. La classification, choisie par Huang [108], du modèle de couche de diffusion parmi les modèles théoriques est donc sujette à discussion. Comme le soulignent Liao et Vierow [D51], qui sont à l'origine de l'un des modèles de couche de diffusion les plus aboutis, la résolution numérique des équations de la couche limite est une approche plus rigoureuse que celle qu'ils mettent en œuvre. Le modèle de couche de diffusion, contrairement au modèle de la couche limite, considère en effet le film liquide comme stagnant et s'appuie sur des corrélations semi-théoriques.

En 2005, Revankar et Pollock [D70] affirmaient qu'aucune méthode existante ne permettait de traiter la condensation au sein d'un tube vertical en présence de gaz incondensables sans faire appel à des paramètres semi-empiriques⁴. Malgré la classification de Huang [108], les modèles de couche de diffusion se révèlent en effet semi-théoriques et celui de la couche limite a été développé pour des plaques planes horizontales ou verticales, mais jamais appliqué à la condensation à l'intérieur d'un tube. Revankar et Pollock ont donc proposé une approche entièrement théorique couplant le modèle de la

⁴ « From the literature it is evident that no analytical treatment exists that is free from a semi-empirical approach and which is consistent with the process of condensation (including laminar and turbulent film flow) inside a vertical tube in the presence of noncondensable gas. »

couche limite et celui de couche de diffusion, ce dernier étant utilisé pour caractériser le transfert de masse à l'interface liquide-gaz via la vitesse radiale de condensation donnée par Peterson *et al.* [D67].

Plus récemment, Lu *et al.* (2020) [D75] ont repris l'approche de Liao et Vierow [D51] en incluant l'effet de la courbure de la paroi au condenseur et celui de l'apparition d'ondelettes à la surface du film liquide, qui améliore les échanges thermiques. La figure D-17 présente la comparaison de leurs résultats aux données expérimentales de Dehbi [D76] pour la condensation de vapeur d'eau en présence d'air, et aux modèles de Peterson [D66], Herranz [D77], Liao [D51], Ganguli [D78] et Pan [D79] précédemment développés. Lu *et al.* ont également synthétisé les corrélations et facteurs utilisés dans ces différents modèles au sein d'un tableau, reproduit à la fin de la présente annexe (tableau D-4).

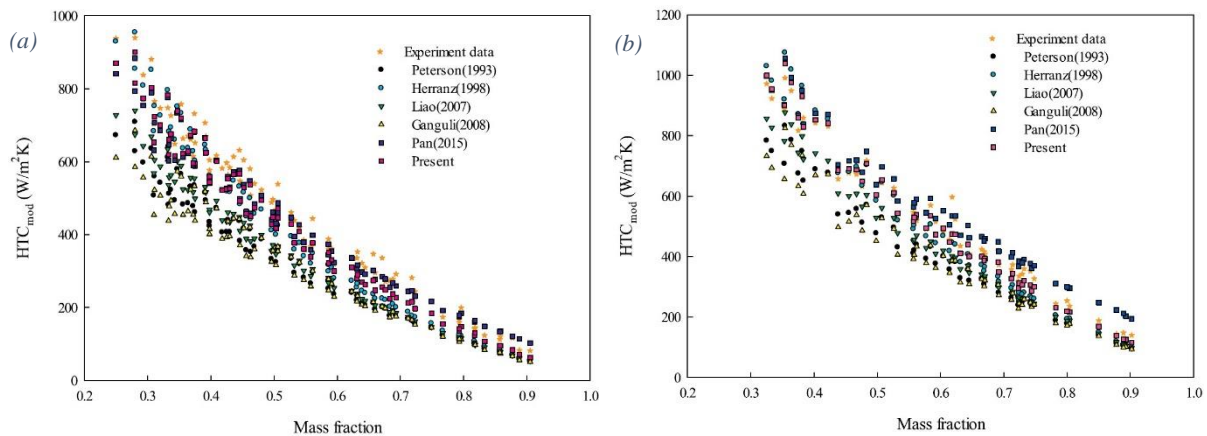


Figure D-17 : Évolution du coefficient d'échange global en condensation en fonction de la fraction massique en air, comparaison de résultats expérimentaux et issus de modélisations pour (a) $P = 1,5$ bar et (b) $P = 4,5$ bar [D75]

D.2.3 Conclusions et perspectives

Parmi les différents modèles de condensation en film en présence de gaz incondensables développés, le modèle de la couche limite est le plus rigoureux, mais aussi le plus complexe et long à résoudre. Basé sur une analyse entièrement théorique, ce modèle est le plus versatile : il peut être appliqué à de nombreuses situations, dans la limite des hypothèses de couche limite.

Le modèle de couche de diffusion s'appuie, quant à lui, sur une approche théorique pour exprimer la conductivité thermique effective en condensation λ_{cond} , tout en faisant appel à l'analogie entre transferts de chaleur et de masse et à des corrélations pour remonter aux coefficients d'échange. Une analyse comparative des différentes formes de l'analogie apparaissant dans la littérature est présentée par Ambrosini *et al.* [D80]. Les corrélations de Dipprey [D35], Gnielinski [D45] ou Dittus-Boelter [D81] sont utilisées pour exprimer les coefficients d'échange partiels côté gaz via les nombres de Nusselt, Sherwood ou Stanton. Différentes méthodes sont également employées et comparées pour la modélisation du film liquide et la prise en compte de la contrainte interfaciale, en particulier les méthodes de Blangetti [D37] et Muñoz-Cobo [D38], les corrélations de Wallis [D36], Moody [D44], Seban et Hodgson [D49], Thumm [D50] et Chato [D54]. La validité des corrélations étant fortement liée aux conditions expérimentales considérées, celles-ci doivent être examinées afin de faire le choix le plus adapté pour chaque application.

Les modèles semi-théoriques basés sur l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse ont fait l'objet de nombreuses améliorations au cours du temps, afin d'inclure par exemple l'effet d'aspiration lié à la condensation (*suction effect*), l'établissement progressif de l'écoulement en entrée de tube et l'apparition de brouillard ou d'ondelettes à la surface du film. Ils deviennent ainsi relativement fiables quand les corrélations sont utilisées à bon escient, et sont plus rapides à résoudre que le modèle de la couche limite, bien qu'une méthode itérative soit encore nécessaire.

Enfin, la méthode du facteur de dégradation est basée sur une approche expérimentale. Elle consiste à comparer le coefficient d'échange global en condensation (entre mélange gazeux et paroi intérieure) mesuré en présence de gaz incondensables avec le coefficient d'échange calculé par la formule analytique de Nusselt pour la condensation d'une vapeur pure. Différents auteurs ont ainsi

exprimé le facteur de dégradation en fonction de plusieurs paramètres tels que le nombre de Reynolds ou la fraction massique en gaz incondensables. Il s'agit de la seule approche non itérative, mais la majorité des corrélations s'applique à la condensation de vapeur d'eau en présence d'air sur une plaque ou dans un tube de diamètre supérieur au centimètre, et pour des pressions supérieures ou égales à la pression atmosphérique.

Finalement, les modèles semi-théoriques basés sur l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse semblent les plus adaptés à notre objectif. Ils permettent en effet de prendre en compte l'impact des gaz incondensables sur le coefficient d'échange à l'interface liquide-gaz grâce à des corrélations semi-empiriques. Le choix de la forme de l'analogie et des corrélations doit cependant être fait avec précaution afin de s'assurer de leur validité dans les conditions étudiées.

D.3. Conclusion générale sur l'influence des gaz incondensables

L'étude bibliographique présentée dans cette partie permet d'acquérir une vision globale des outils disponibles pour caractériser l'influence des gaz incondensables sur la condensation dans de nombreuses applications telles que les machines thermiques, l'industrie nucléaire, le captage de CO₂ ou les usines de dessalement d'eau de mer [D75], mais également au sein de caloducs. En effet, la présence de gaz incondensables dans un caloduc modifie son fonctionnement et dégrade ses performances. Les chercheurs développent donc, depuis plusieurs dizaines d'années, des modèles permettant de prédire le comportement de ces gaz et la dégradation engendrée en fonction de différents paramètres tels que la quantité de gaz incondensables ou la puissance transférée. Le cas d'un caloduc à ailettes en polymère refroidi par air présente toutefois certaines spécificités, en particulier une conductance thermique de la paroi réduite et de faibles densités de flux au condenseur.

Suite à la première partie de l'étude bibliographique portant sur les modèles de caloducs contenant des gaz incondensables, une modélisation 1D du condenseur à ailettes intégrant la diffusion axiale s'avère le meilleur compromis entre précision et temps de calcul. La paroi des tubes étant en polymère, donc relativement isolante, la conduction radiale doit également être considérée. La conduction axiale dans la paroi, en revanche, n'est pas aussi influente que dans les caloducs métalliques. En outre, différents paramètres sont définis dans la littérature afin de caractériser l'importance des effets bidimensionnels dans les thermosiphons et, en particulier, de la diffusion radiale. Si celle-ci s'avère non négligeable, faire appel à une corrélation semi-théorique basée sur l'analogie entre transferts de chaleur et de masse permettrait de la prendre en compte sans avoir à résoudre un modèle bidimensionnel, grâce à un coefficient d'échange à l'interface dépendant de la fraction massique en gaz incondensables. Ce type de corrélations nécessite tout de même une résolution itérative (sur la température ou la fraction massique à l'interface liquide-gaz). La résolution complète impliquerait donc une double méthode itérative afin d'obtenir une convergence sur la puissance totale transférée.

Tableau D-4 : Synthèse des principaux modèles et corrélations pour la condensation de vapeur d'eau en présence d'air [D75]

Author	Heat transfer coefficient	Convective heat transfer coefficient	Condensation heat transfer coefficient	Condensate conductivity	Suction factor	Fog factor
Uchida et al. (1964)	$h_{\text{chida}} = 380 \left(\frac{W}{1-W} \right)^{-0.7}$					
Tagami (1965)	$h_{\text{tagami}} = 11.4 + 284 \left(\frac{1-W}{W} \right)$					
Liu et al. (2000)	$h_{\text{liu}} = 55.635X_2^{2.344} p^{0.252} (T_\infty - T_{\text{tp}})^{0.307}$					
Dehbi (1991)	$h_{\text{dehbi}} = \frac{p^{0.05} [(3.7 + 28.7P) - (2438 + 458.3P) \log(1 - W_2)]}{(T_\infty - T_{\text{tp}})^{0.25}}$					
Su et al. (2014)	$h_{\text{su}} = \frac{1 [(-2913.62 + 7957.3P) - (7841.62 + 3051.85P) \log(1 - W_2)]}{(T_\infty - T_{\text{tp}})^{0.35}}$					
Dehbi (2015)	$h_{\text{dehbi}} = 0.1185D^{2/3} (g_w + \rho_\infty)^{1/3} \frac{h_{\text{fg}}}{(T_\infty - T_{\text{tp}})} \ln \left(\frac{1 - W_{\text{v},w}}{1 - W_{\text{v},\infty}} \right)$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$			
Peterson et al. (1993)	$h_{\text{pet}} = 0.13 \frac{k_g}{L} Gr^{1/3} Pr^{1/3}$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$		$\theta_{\text{cd}} = \frac{1}{\ln \left[\frac{1 - X_{\text{gp}}}{1 - X_{\text{gt}}} \right]}$	
Herranz et al. (1998a,b)	$h_{\text{h}} = 0.13 \frac{k_g}{L} Gr^{1/3} Pr^{1/3}$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$		$\theta_{\text{cd}} = \frac{\ln(X_{\text{gp}}/X_{\text{gt}})}{\ln \left[\frac{1 - X_{\text{gp}}}{1 - X_{\text{gt}}} \right]}$	
Ganguli et al. (2008)	$h_{\text{cv}} = \left(0.825 + \frac{0.387(GPr)^{1/6}}{(1 + (0.492 / Pr^{0.5625})^{0.2963})} \right)^2$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$		$\theta_{\text{en}} = \frac{X_{\text{gl}} \text{lang}}{X_{\text{gavg}} T}$	
Liao and Vierow, (2007)	$h_{\text{cv}} = 0.02 \frac{k_g}{L} Re^{0.8} Pr^{0.35}$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$		$\theta_{\text{w}} = \frac{c_p S h_0 \mu (1 - X_{\text{v},b})}{c_p Le Nu_0 \ln \left(\frac{1 - X_{\text{v},i}}{1 - X_{\text{v},j}} \right)}$	$\theta_{\text{f}} = \frac{h_{\text{fg}} \int \frac{dF}{c_p Le dT}}{1 + \frac{h_{\text{fg}} \int \frac{dF}{c_p Le dT}}{T_i}}$
Pan et al. (2015)	$h_{\text{cv}} = 0.13 \frac{k_g}{L} Gr^{1/3} Pr^{1/3}$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$		$\theta_{\text{cd}} = \left(\frac{h_{\text{ng}} + T_i}{2T_i} \right)^{0.65}$	
Present model	$h_{\text{cv}} = 0.13 \frac{k_g}{L} Gr^{1/3} Pr^{1/3}$		$h_{\text{cd}} = \left(\frac{Sh_0}{L} \right) k_{\text{cd}}$	$\left[\ln \left(\frac{W_{\text{v},i}}{W_{\text{v},\infty}} \right) - \ln \left(\frac{M_{\text{v},i} (M_{\text{nc}} - M_i) - W_{\text{v},i}}{M_{\text{v},\infty} (M_{\text{nc}} - M_0) - W_{\text{v},\infty}} \right) \right]$	$\theta_{\text{cd}} = \frac{a}{\ln(W_{\text{v},i}/W_{\text{v},\infty})} \theta_{\text{cv}} = \frac{a}{1 - e^{-a}}$	$\theta_{\text{f}} = \frac{h_{\text{fg}} \int \frac{dF}{c_p Le dT}}{1 + \frac{h_{\text{fg}} \int \frac{dF}{c_p Le dT}}{T_i}}$

Bibliographie

- [D1] Mantelli MBH, Ângelo WB, Borges T. Performance of naphthalene thermosyphons with non-condensables gases – Theoretical study and comparison with data. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (2010) 3414-3428.
- [D2] Ponnappan R. Studies on the startup transients and performance of a gas loaded sodium heat pipe. *Thèse de doctorat*, Dayton University (1989) 251 p.
- [D3] Bobco RP. Variable conductance heat pipes: A first-order model. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **1** (1987) 35-42.
- [D4] Delil AAM, Van Der Vooren J. Uniaxial model for gas-loaded variable conductance heat pipe performance in the inertial flow regime. *Proceedings of the 4th International Heat Pipe Conference*, Londres, Royaume-Uni (1981).
- [D5] Galaktionov VV, Trukhanova LP. Study of the process of heat and mass transfer in the region of the vapor-gas front in a gas-regulable heat pipe. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* **48** (1985) 296-300.
- [D6] Nusselt W. Die Oberfluchenkondensation des Wasserdampfes. *Z. Ver. Dt. Ing.* **60** (1916) 541-569.
- [D7] Daniels T, Al-Baharnah N. Temperature and heat load distribution in rotating heat pipes. *Proceedings of the 3rd International Heat Pipe Conference*, Palo Alto, USA (1978) 170-176.
- [D8] Daniels T, Williams R. Theoretical and experimental analysis of non-condensable gas effects on a rotating heat pipe. *Proceedings of the 2nd International Heat Pipe Conference*, Bologne, Italie (1976) 303-314.
- [D9] Daniels T, Williams R. Experimental temperature distribution and heat load characteristics of rotating heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **21** (1978) 193-201.
- [D10] Harley C, Faghri A. Numerical analysis of two-dimensional transient gas-loaded rotating heat pipes. *Proceedings of the 1995 International Mechanical Engineering Congress and Exhibition*, San Francisco, USA (1995).
- [D11] Harley C, Faghri A. Two-dimensional rotating heat pipes analysis. *ASME Journal of Heat Transfer* **117** (1995) 202-208.
- [D12] Ling J, Cao Y. Closed-form analytical solutions for radially rotating miniature high-temperature heat pipes including non-condensable gas effects. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43** (2000) 3661-3671.
- [D13] Singh R, Akbarzadeh A, Mochizuki M. Operational characteristics of the miniature loop heat pipe with non-condensable gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (2010) 3471-3482.
- [D14] Prado-Montes P, Mishkinis D, Kulakov A, Torres A, Pérez-Grande I. Effects of non-condensable gas in an ammonia loop heat pipe operating up to 125°C. *Applied Thermal Engineering* **66** (2014) 474-484.
- [D15] He J, Lin G, Bai L, Miao J, Zhang H. Effect of non-condensable gas on the operation of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **70** (2014) 449-462.
- [D16] He J, Lin G, Bai L, Miao J, Zhang H, Wang L. Effect of non-condensable gas on steady-state operation of a loop thermosyphon. *International Journal of Thermal Sciences* **81** (2014) 59-67.

- [D17] He J, Lin G, Bai L, Miao J, Zhang H, Wang L. Effect of non-condensable gas on startup of a loop thermosyphon. *International Journal of Thermal Sciences* **72** (2013) 184-194.
- [D18] Senjaya R, Inoue T. Effects of non-condensable gas on the performance of oscillating heat pipe, part I: theoretical study. *Applied Thermal Engineering* **73** (2014) 1387-1392.
- [D19] Senjaya R, Inoue T. Effects of non-condensable gas on the performance of oscillating heat pipe, part II: experimental study. *Applied Thermal Engineering* **73** (2014) 1393-1400.
- [D20] Daimaru T, Nagai H. Operational characteristics of the oscillating heat pipe with noncondensable gas. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **29** (2015) 563-571.
- [D21] Hameed HG, Rageb AA. Experimental investigation of thermal performance of variable conductance cylindrical heat pipe using nanofluid. *International Journal of Mechanical & Mechatronics Engineering IJMME-IJENS* **14** (2014) 27-32.
- [D22] Saad SMI, Ching CY, Ewing D. The transient response of wicked heat pipes with non-condensable gas. *Applied Thermal Engineering* **37** (2012) 403-411.
- [D23] Kaiping P, Renz U. Thermal diffusion effects in turbulent partial condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **34** (1991) 2629-2639.
- [D24] Caruso G, Vitale Di Maio D. Heat and mass transfer analogy applied to condensation in the presence of noncondensable gases inside inclined tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **68** (2014) 401-414.
- [D25] Su J, Wu Y, Huang S, Xu H, Zhou Y. Heat and mass transfer analogy of steam condensation with air over vertical external surface. *Proceedings of the ASME 2016 24th International Conference on Nuclear Engineering*, Charlotte, USA (2016).
- [D26] Yoon DS, Jo H, Corradini ML. Assessment of MELCOR condensation models with the presence of noncondensable gas in natural convection flow regime. *Nuclear Engineering and Design* **317** (2017) 110-117.
- [D27] Lee JY, Jeong JJ, Kang JH, Yun B. Improvement of the condensation heat transfer model of the MARS-KS1.3 code using a modified diffusion layer model. *Progress in Nuclear Energy* **108** (2018) 260-269.
- [D28] Vierow KM. Behavior of steam-air systems condensing in cocurrent vertical downflow. *Master's thesis*, University of California, Berkeley (1990).
- [D29] Kuhn SZ, Schrock VE, Peterson PF. An investigation of condensation from steam-gas mixtures flowing downward inside a vertical tube. *Nuclear Engineering and Design* **177** (1997) 53-69.
- [D30] Lee K, Kim MH. Experimental and empirical study of steam condensation heat transfer with a noncondensable gas in a small-diameter vertical tube. *Nuclear Engineering and Design* **238** (2008) 207-216.
- [D31] Lee K, No HC, Chu IC, Moon YM, Chun M. Local heat transfer during reflux condensation mode in a U-tube with and without noncondensable gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49** (2006) 1813-1819.
- [D32] Chung YJ, Kim H, Kim HS, Kim SH, Bae KH. Wide pressure range condensation modeling on pure steam / steam-air mixture inside vertical tube. *Annals of Nuclear Energy* **118** (2018) 140-146.
- [D33] Colburn AP, Hougen OA. Design of cooler condensers for mixture of vapors with noncondensing gases. *Industrial & Engineering Chemistry* **26** (1934) 1178-1182.

- [D34] No HC, Park HS. Non-iterative condensation modeling for steam condensation with non-condensable gas in a vertical tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45** (2002) 845-854.
- [D35] Dipprey DF, Sabersky RH. Heat and momentum transfer in smooth and rough tubes at various Prandtl numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **6** (1963) 329-353.
- [D36] Wallis GB. One-dimensional two phase flow. New York, *McGraw-Hill* (1969) 431 p.
- [D37] Blangetti F, Kerbs R, Schlunder EU. Condensation in vertical tubes – experimental results and modeling. *Chemical Engineering Fundamentals* **1** (1982) 20-63.
- [D38] Muñoz-Cobo JL, Heranz L, Sancho J, Tkachenko I, Verdu G. Turbulent vapor condensation with noncondensable gases in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39** (1996) 3249-3260.
- [D39] Park HS, No HC. A condensation experiment in the presence of noncondensables in a vertical tube of PCCS and its assessment with RELAP5/MOD3.2. *Nuclear Technology* **127** (1998) 160-169.
- [D40] Siddique M, Golay MW, Kazimi MS. Local heat transfer coefficients for forced-convection of steam in a vertical tube in the presence of noncondensable gas. *Nuclear Technology* **102** (1993) 386-402.
- [D41] Kuhn SZ. Investigation of heat transfer from condensing steam-gas mixtures and turbulent films flowing downward inside a vertical tube. *Thèse de doctorat*, University of California, Berkeley (1995).
- [D42] Maheshwari NK, Saha D, Sinha RK, Aritomi M. Investigation on condensation in presence of a noncondensable gas for a wide range of Reynolds number. *Nuclear Engineering and Design* **227** (2004) 219-238.
- [D43] McAdams WH. Heat transmission. 3rd Edition. New York, *McGraw-Hill* (1954).
- [D44] Moody LF. Friction factors for pipe flow. *Transactions ASME* **66** (1944) 671-684.
- [D45] Gnielinski V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering* **16** (1976) 359-368.
- [D46] Oh S, Revankar ST. Experimental and theoretical investigation of film condensation with noncondensable gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49** (2006) 2523-2534.
- [D47] Oh S, Revankar ST. Boundary layer analysis for steam condensation in a vertical tube with noncondensable gases. *International Journal of Heat Exchanger* **6** (2005) 93-124.
- [D48] Liao Y, Guentay S, Suckow D, Dehbi A. Reflux condensation of flowing vapor and non-condensable gases counter-current to laminar liquid film in a vertical tube. *Nuclear Engineering and Design* **239** (2009) 2409-2416.
- [D49] Seban R, Hodgson J. Laminar film condensation in a tube with upward vapor flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **25** (1982) 1291-1300.
- [D50] Thumm S, Philipp C, Gross U. Film condensation of water in a vertical tube with counter-current vapor flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44** (2001) 4245-4256.
- [D51] Liao Y, Vierow K. A generalized diffusion layer model for condensation of vapor with noncondensable gases. *Journal of Heat Transfer* **129** (2007) 988-994.
- [D52] Moon Y, Park H, Bang Y. Assessment of RELAP5/MOD3.2 for reflux condensation experiment. In: *NUREG/IA-0181, KAIST Technical Report*. US Nuclear Regulatory Commission (2000).
- [D53] Chantana C, Kumar S. Experimental and theoretical investigation of air-steam condensation in a vertical tube at low inlet steam fractions. *Applied Thermal Engineering* **54** (2013) 399-412.

- [D54] Chato JC. Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes. *ASHRAE Journal* **4** (1962) 52-60.
- [D55] Dehbi A. A generalized correlation for steam condensation rates in the presence of air under turbulent free convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **86** (2015) 1-15.
- [D56] Dehbi A. A unified correlation for steam condensation rates in the presence of air–helium mixtures under naturally driven flows. *Nuclear Engineering and Design* **300** (2016) 601-609.
- [D57] Fortier A. Mécanique des fluides. *Techniques de l'Ingénieur*, A700A (1974) 69 p.
- [D58] Minkowycz WJ, Sparrow EM. Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **9** (1966) 1125-1144.
- [D59] Sparrow EM, Minkowycz WJ, Saddy M. Forced convection condensation in the presence of noncondensables and interfacial resistance. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **10** (1967) 1829-1845.
- [D60] Rose JW. Condensation of a vapour in the presence of a non-condensing gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **12** (1969) 233-237.
- [D61] Rose JW. Approximate equations for forced-convection condensation in the presence of a non-condensing gas on a flat plate and horizontal tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **23** (1980) 539-546.
- [D62] Tang GH, Hu HW, Zhuang ZN, Tao WQ. Film condensation heat transfer on a horizontal tube in presence of a noncondensable gas. *Applied Thermal Engineering* **36** (2012) 414-425.
- [D63] Colburn AP, Hougen OA. Studies in heat transmission I – measurement of fluid and surface temperatures. *Industrial & Engineering Chemistry* **22** (1930) 522-524.
- [D64] Denny VE, Mills AF, Jusionis VJ. Laminar film condensation from a steam-air mixture undergoing forced flow down a vertical surface. *Journal of Heat Transfer* **93** (1971) 297-304.
- [D65] Vierow KM, Schrock VE. Condensation in a natural circulation loop with noncondensable gases. *Proceedings of the International Conference on Multiphase Flows 91*, Tsukuba, Japon (1991).
- [D66] Kageyama T, Peterson PF, Schrock VE. Diffusion layer modeling for condensation in vertical tubes with noncondensable gases. *Nuclear Engineering and Design* **141** (1993) 289-302.
- [D67] Peterson PF, Shrock VE, Kageyama T. Diffusion layer theory for turbulent vapor condensation with noncondensable gases. *ASME Journal of Heat Transfer* **115** (1993) 998-1003.
- [D68] Peterson PF. Diffusion layer modeling for condensation with multicomponent noncondensable gases. *ASME Journal of Heat Transfer* **122** (2000) 716-720.
- [D69] Ogg DG. Vertical Down Flow Condensation Heat Transfer in Gase-Steam Mixtures. *Master's thesis*, University of California, Berkeley (1991).
- [D70] Revankar ST, Pollock D. Laminar film condensation in a vertical tube in the presence of noncondensable gas. *Applied Mathematical Modelling* **29** (2005) 341-359.
- [D71] Ren B, Zhang L, Cao J, Xu H, Tao A. Experimental and theoretical investigation on condensation inside a horizontal tube with noncondensable gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **82** (2015) 588-603.
- [D72] Brouwers HJ. Effect of fog formation on turbulent vapor condensation with noncondensable gas. *Journal of Heat Transfer* **118** (1996) 243-245.

- [D73] Liao Y, Vierow K, Dehbi A, Guentay S. Transition from natural to mixed convection for steam-gas flow condensing along a vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52** (2009) 366-375.
- [D74] Hogan K, Liao Y, Bradley B, Vierow K, Cole R Jr., Humphries L, Gauntt R. Implementation of a generalized diffusion layer model for condensation into MELCOR. *Nuclear Engineering and Design* **240** (2010) 3202-3208.
- [D75] Lu J, Cao H, Li J. Diffusion layer model for condensation of vapor with the presence of noncondensable gas under natural convective condensation. *Progress in Nuclear Energy* **118** (2020) 103078.
- [D76] Dehbi A. The effects of noncondensable gases on steam condensation under turbulent natural convection conditions. *Thèse de doctorat*, Massachusetts Institute of Technology (1991).
- [D77] Herranz LE, Anderson MH, Corradini ML. A diffusion layer model for steam condensation within the AP600 containment. *Nuclear Engineering and Design* **183** (1998) 133-150.
- [D78] Ganguli A, Patel AG, Maheshwari NK, Pandit AB. Theoretical modeling of condensation of steam outside different vertical geometries (tube, flat plates) in the presence of noncondensable gases like air and helium. *Nuclear Engineering and Design* **238** (2008) 2328-2340.
- [D79] Pan L, Su J, Fan G, Sun Z. Study on steam/air condensation heat transfer model (Chinese). *Nuclear Power Engineering* **36** (2015) 45-50.
- [D80] Ambrosini W, Forgione N, Manfredini A, Oriolo F. On various forms of the heat and mass transfer analogy: Discussion and application to condensation experiments. *Nuclear Engineering and Design* **236** (2006) 1013-1027.
- [D81] Dittus FW, Boelter LMK. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **12** (1985) 3-22.

Annexe E : Influence de la diffusion de masse radiale sur les profils de température

Comme la théorie cinétique des gaz (équation (III-23)) ne prend pas en compte la diffusion radiale des gaz incondensables, la corrélation semi-théorique proposée par No et Park [D34] est implémentée pour inclure ce phénomène dans le calcul de h_i (qui dépend alors de la fraction massique en gaz incondensables). Cette corrélation est basée sur l'analogie entre transferts de chaleur et de masse mais, contrairement à la plupart des formulations, elle ne nécessite pas de résolution itérative. Le coefficient d'échange dépend aussi fortement de la contrainte à l'interface liquide-vapeur et, selon No et Park, il est important d'adopter le coefficient de frottement interfacial approprié. Dans le cas présent, le coefficient de frottement choisi par Liao *et al.* [D48] pour des écoulements à contre-courant est utilisé. En outre, comme la corrélation est valable sur une gamme limitée de fractions massiques w_{nc} , le coefficient d'échange h_i est calculé tel que :

$$h_i = \min(h_{i_{No\&Park}} ; h_{i_{eq(III-23)}}) \quad (E-1)$$

La comparaison des coefficients h_i calculés à partir de la théorie cinétique des gaz et de la corrélation de No et Park est présentée sur la figure E-1 pour les conditions de référence spécifiées sur la figure III-8b. Lorsque les gaz incondensables sont pris en compte, le coefficient d'échange est fortement réduit au sommet du tube, où les gaz s'accumulent. Le coefficient globale de condensation est également indiqué sur la figure E-1 (lignes épaisses). h_{cond} inclut les transferts de chaleur à l'interface liquide-vapeur et à travers le film de condensat. Il est défini localement par l'équation suivante :

$$R_{th,cond}^j = \frac{1}{2\pi r_{int} dx h_{cond}^j} \quad \text{avec} \quad R_{th,cond}^j = R_{th,i}^j + R_{th,f}^j \quad (E-2)$$

Lorsque la diffusion radiale est négligée, la conduction thermique à travers le film est le phénomène limitant sur toute la hauteur du tube car h_{cond} est toujours inférieur à h_i . En revanche, lorsque la corrélation de No et Park [D34] est utilisée, deux régions se distinguent : au sommet du tube, la condensation de la vapeur est limitée par la diffusion radiale à travers les gaz incondensables ($h_i < h_{cond}$) et, plus bas, la conduction dans le film liquide est de nouveau limitante ($h_i > h_{cond}$).

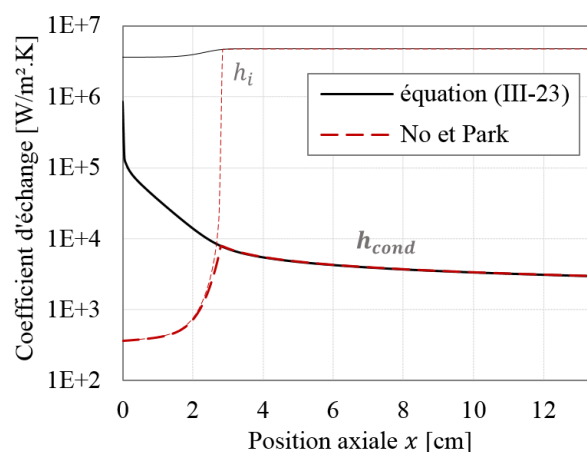


Figure E-1 : Comparaison des coefficients d'échange h_i calculés à partir de l'équation (III-23) et de la corrélation de No et Park [D34], et coefficients h_{cond} correspondants ($m_{nc,tot} = 5 \text{ mg}$, $\dot{Q}_{ailettes} = 46,5 \text{ W}$, $h_{conv} = 85 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$)

L'effet de la diffusion radiale sur le coefficient d'échange à l'interface est important au sommet du tube. Cependant, d'après la figure E-2, l'impact de ce paramètre sur les résultats semble négligeable. Les profils de température de saturation et de la paroi sont en effet inchangés quelle que soit la façon de calculer h_i . Comme la différence entre T_{sat} et T_p est très faible au sommet du tube, la valeur de h_i n'a

pas d'influence significative sur les transferts de chaleur dans cette zone. En d'autres termes, dans les conditions étudiées, la présence de gaz incondensables est préjudiciable à la condensation principalement parce qu'elle entraîne une réduction de la température de saturation, et non en raison de la formation d'une barrière de gaz incondensables empêchant la vapeur de se condenser. Cela explique pourquoi la diffusion de masse radiale a un impact négligeable sur les résultats par rapport à la diffusion axiale. Dans le cas de l'aluminium, l'analyse aboutit aux mêmes conclusions.

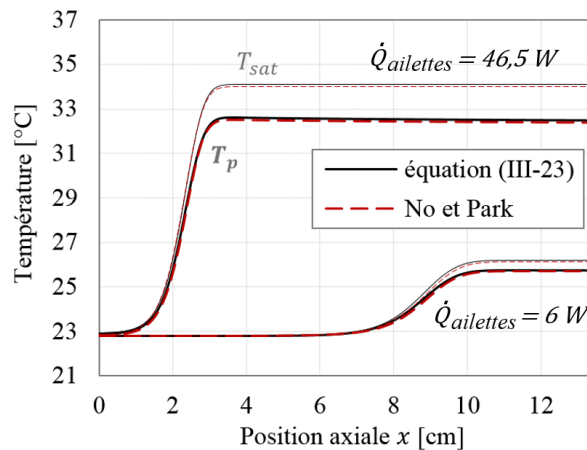


Figure E-2 : Effet du coefficient d'échange h_i sur les profils de température pour deux puissances différentes ($m_{nc,tot} = 5 \text{ mg}$, $h_{conv} = 85 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$)

Annexe F : Analyse expérimentale des coefficients d'échange en changement de phase

L'influence de la charge en fluide, de la puissance et du diamètre des tubes sur les coefficients d'échange en évaporation et en condensation a été étudiée expérimentalement avec les trois fluides testés. En négligeant la résistance de conduction à travers la paroi de l'évaporateur, les coefficients d'échange sont calculés tels que :

$$\left\{ \begin{aligned} h_{evap} &= \frac{1}{R_{th,evap} \pi D_{sc}^2 / 4} & \text{avec} & \quad R_{th,evap} = \frac{T_{evap} - T_{sat}}{\dot{Q}_{cp}} & \text{(F-1)} \\ h_{cond} &= \frac{1}{N \pi D_{int} H_{eff} R_{th,cond}} & & & \text{(F-2)} \end{aligned} \right.$$

où la résistance $R_{th,cond}$ est donnée par l'équation (IV-5).

F.1. Chambre de vapeur chargée en n-pentane et HFE-7100

Lorsque la chambre de vapeur est chargée en pentane ou en HFE, la condensation en film se produit et l'ébullition nucléée n'est pas confinée. Le seul régime de fonctionnement observable est alors le régime « stable oscillant », comme expliqué dans le chapitre IV.

L'apparition et l'intensité de l'ébullition dépendent de la densité de flux à l'évaporateur et de la charge en fluide. Plus cette charge est importante, plus le déclenchement de l'ébullition est retardé lorsqu'on augmente le flux progressivement car la pression exercée par le liquide sur les bulles naissantes est plus grande. En outre, l'intensité de l'ébullition augmente quand la charge diminue à puissance constante, jusqu'à ce que la quantité de liquide à l'évaporateur soit insuffisante et qu'il y ait assèchement.

Le coefficient d'échange h_{evap} permet de caractériser l'efficacité du transfert de chaleur à l'évaporateur. La figure F-1 présente son évolution en fonction de la charge en fluide et de la puissance pour le pentane et le HFE. L'influence de la charge en fluide (figure F-1a) est étudiée pour des puissances totales proches du maximum testé pour chaque fluide. Dans les deux cas, à puissance constante, h_{evap} augmente quand la charge diminue car l'ébullition est de plus en plus développée, puis il diminue brusquement lorsque l'évaporateur s'assèche. Sa valeur maximale est de l'ordre de 1 900 W/m².K pour le pentane à 75 W ($\dot{Q}_{cp} \approx 55$ W) et 1 150 W/m².K pour le HFE à 120 W ($\dot{Q}_{cp} \approx 80$ W). La charge optimale se situe à environ 5 dans les deux cas. Concernant l'influence de la puissance transférée par changement de phase (figure F-1b), celle-ci est étudiée pour un remplissage constant et optimisé à haut

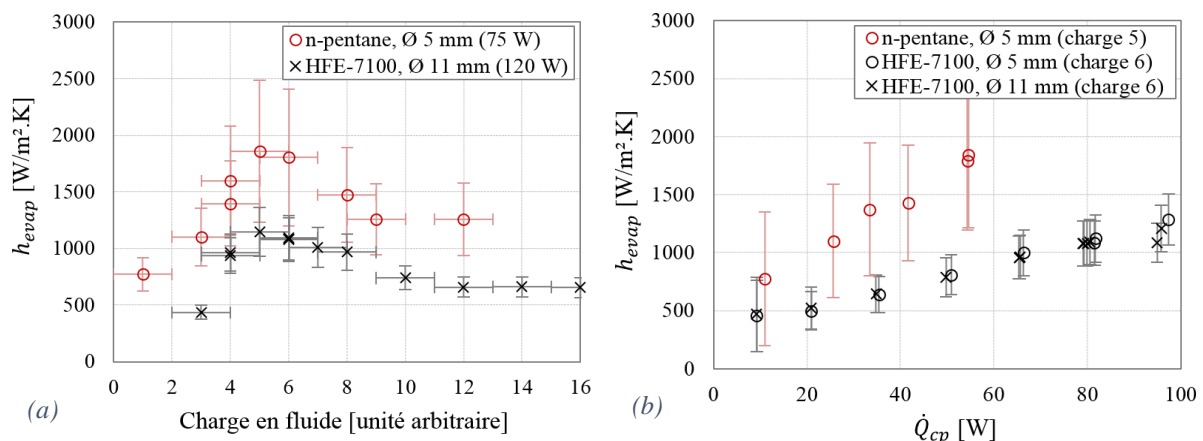


Figure F-1 : Influence (a) de la charge en fluide à haute puissance et (b) de la puissance transférée sur le coefficient d'échange à l'évaporateur pour une charge optimisée

flux. Pour le pentane comme pour le HFE, le coefficient d'échange à l'évaporateur augmente avec la puissance car, tant qu'il n'y a pas d'assèchement, l'ébullition est d'autant plus développée que la densité de flux est élevée. La comparaison des mesures réalisées pour le HFE avec les tubes de diamètre 5 et 11 mm permet de vérifier que le diamètre n'a pas d'influence significative sur les performances à l'évaporateur.

Les phénomènes ayant lieu à l'évaporateur ne sont pas au cœur de ce travail de thèse, mais ils ont été caractérisés afin de pouvoir optimiser le remplissage et réaliser des essais reproductibles. En fonction de la charge et de la densité de flux, l'ébullition nucléée peut être inexistante, localisée sur les bords (où le niveau de liquide est le plus faible) et au niveau de sites de nucléation privilégiés, ou développée. Les bulles, de diamètre quelques millimètres, sont alors très nombreuses.

De la même manière qu'à l'évaporateur, l'influence du remplissage et de la puissance sur les performances en condensation a été étudiée (figure F-2). La résistance thermique liée à la condensation étant généralement faible devant les autres résistances mises en jeu, l'évaluation du coefficient d'échange en condensation est imprécise, d'où des incertitudes élevées. La figure F-2a présente l'évolution de h_{cond} en fonction de la charge en fluide. Pour le pentane, la charge ne semble pas avoir d'influence significative sur le coefficient d'échange en condensation, sauf si elle est très élevée ou très faible. Dans le cas du HFE, h_{cond} semble augmenter avec la charge, mais les incertitudes particulièrement élevées rendent l'interprétation des résultats délicate. Concernant l'influence de la puissance sur h_{cond} , la théorie prédit une diminution du coefficient d'échange avec l'augmentation de \dot{Q}_{cp} . En effet, si la puissance augmente, le débit de fluide évaporé et condensé augmente, ainsi que l'épaisseur du film de condensat : cela rend les échanges thermiques au condenseur moins efficaces. Pourtant, une évolution inverse est visible sur la figure F-2b mais, encore une fois, les incertitudes sont telles que cette tendance n'est probablement pas significative. L'ordre de grandeur du coefficient d'échange en condensation peut être estimé à 500 W/m².K pour le n-pentane et 100 W/m².K pour le HFE-7100. Enfin, la comparaison des mesures réalisées pour le HFE avec les tubes de diamètre 5 et 11 mm montre que le diamètre est sans influence sur ce coefficient.

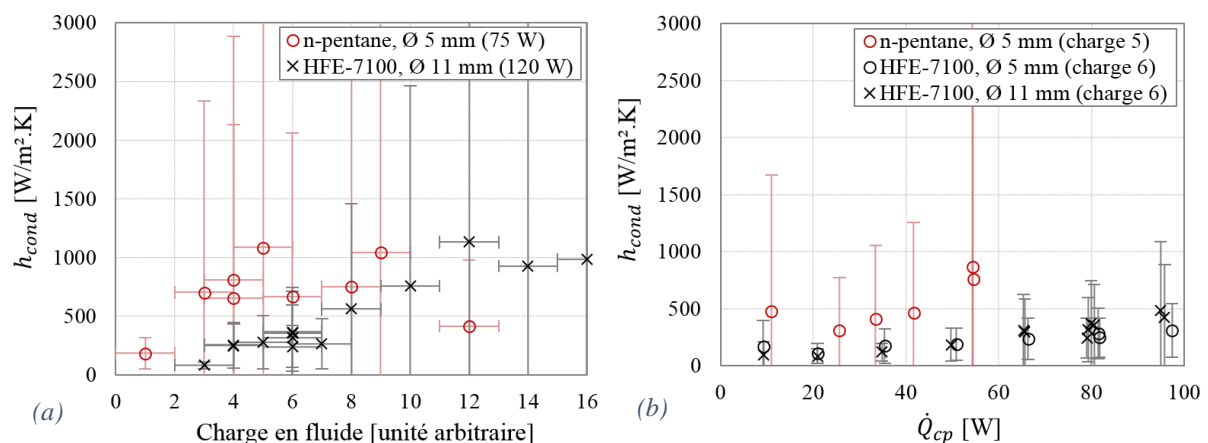


Figure F-2 : Influence (a) de la charge en fluide à haute puissance et (b) de la puissance transférée sur le coefficient d'échange en condensation pour une charge optimisée

F.2. Chambre de vapeur chargée en eau

Lors d'un fonctionnement à l'eau, la condensation en gouttes survient et différents phénomènes intermittents peuvent avoir lieu au condenseur suivant le remplissage, le diamètre des ailettes et la puissance. Trois régimes de fonctionnement différents sont identifiés dans le chapitre IV : le régime « stable oscillant », le régime de « chute de liquide intermittente » et le régime d'« ébullition intermittente ». Le condenseur avec des tubes de diamètre 5 mm ne fonctionnant pas avec l'eau, les coefficients d'échange sont étudiés uniquement pour les diamètres 8 et 11 mm. Les coefficients d'échange sont moyennés dans le temps en tenant compte d'éventuels régimes intermittents.

La figure F-3 présente le coefficient d'échange à l'évaporateur en fonction de la charge en fluide. Le régime de fonctionnement correspondant à chaque point de donnée est identifiable grâce à la légende. Pour une puissance totale fixée à 80 W, h_{evap} semble assez peu influencé par la charge. Cela est peut-être lié à la taille importante des bulles formées. Le coefficient d'échange à l'évaporateur est globalement compris entre 1 100 et 1 600 W/m².K quel que soit le diamètre.

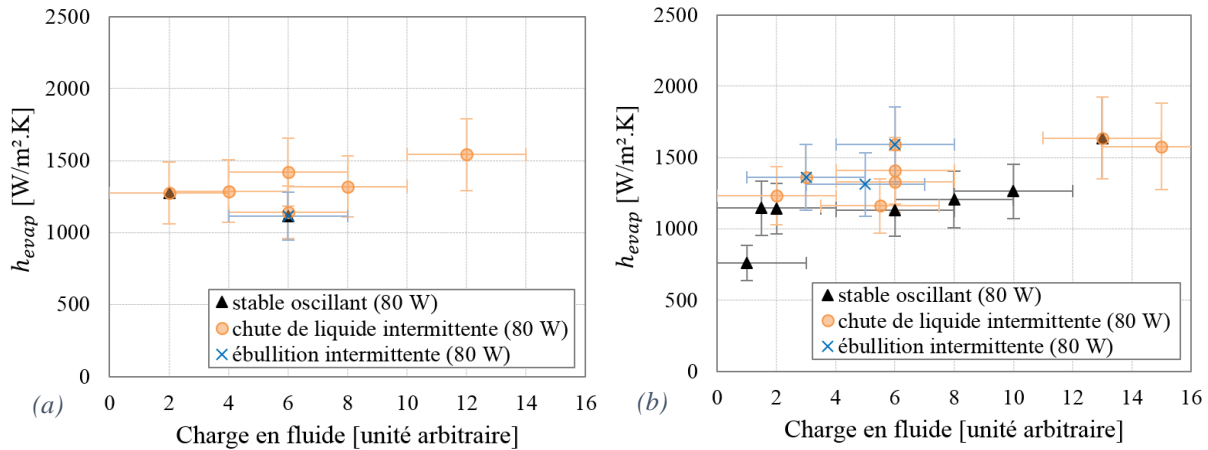


Figure F-3 : Influence de la charge en fluide sur le coefficient d'échange à l'évaporateur (a) Ø 8 mm, (b) Ø 11 mm

La puissance transférée a , en revanche, un impact important sur les performances à l'évaporateur. La figure F-4 permet d'observer l'évolution de h_{evap} en fonction de \dot{Q}_{cp} pour deux charges différentes (6 et 12) et montre qu'un coefficient supérieur à 5 000 W/m².K peut être atteint pour $\dot{Q}_{cp} = 114$ W ($\dot{Q}_{tot} = 150$ W). De plus, d'après la comparaison des figures F-4 (a) et (b), le diamètre des tubes du condenseur est sans influence sur les performances à l'évaporateur.

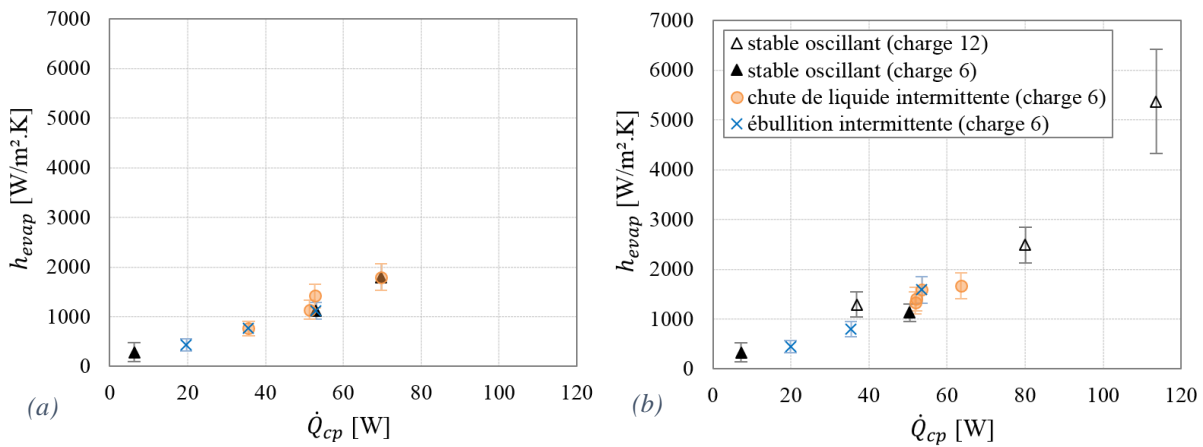


Figure F-4 : Influence de la puissance transférée par changement de phase sur le coefficient d'échange à l'évaporateur (a) Ø 8 mm, (b) Ø 11 mm

Au-delà de l'influence de la charge et de la puissance, les régimes de fonctionnement intermittents semblent légèrement plus intéressants que le régime « stable oscillant » sur les figures F-3 et F-4, mais l'étude des régimes mériterait d'être approfondie pour s'assurer que cette amélioration des performances soit significative.

Les figures F-5 et F-6 présentent l'évolution de h_{cond} en fonction de la charge en fluide et de la puissance transférée par changement de phase pour les diamètres 8 et 11 mm. La résistance thermique de condensation étant négligeable devant les autres résistances mises en jeu, les incertitudes sur le coefficient d'échange sont très élevées et rendent impossible toute analyse quantitative ou qualitative des résultats.

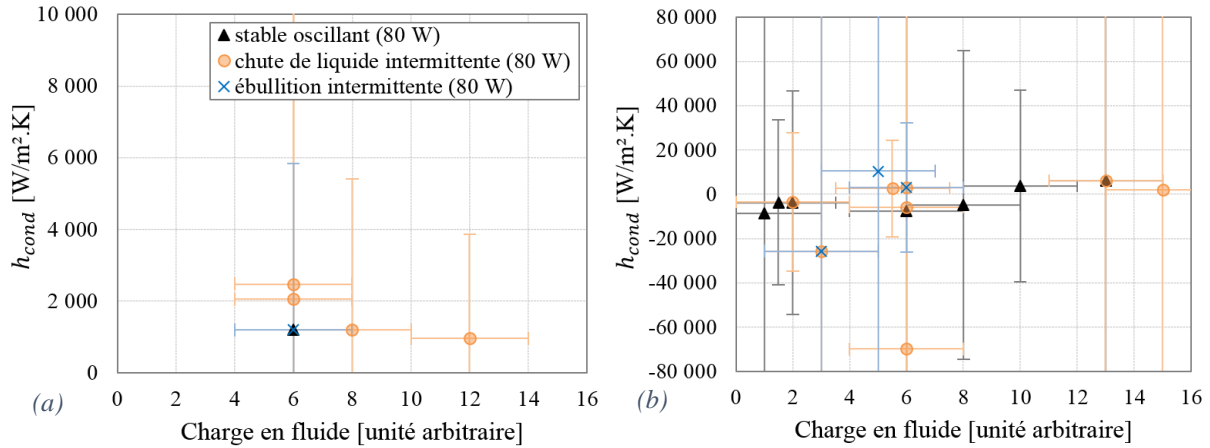


Figure F-5 : Influence de la charge en fluide sur le coefficient d'échange en condensation (a) Ø 8 mm, (b) Ø 11 mm

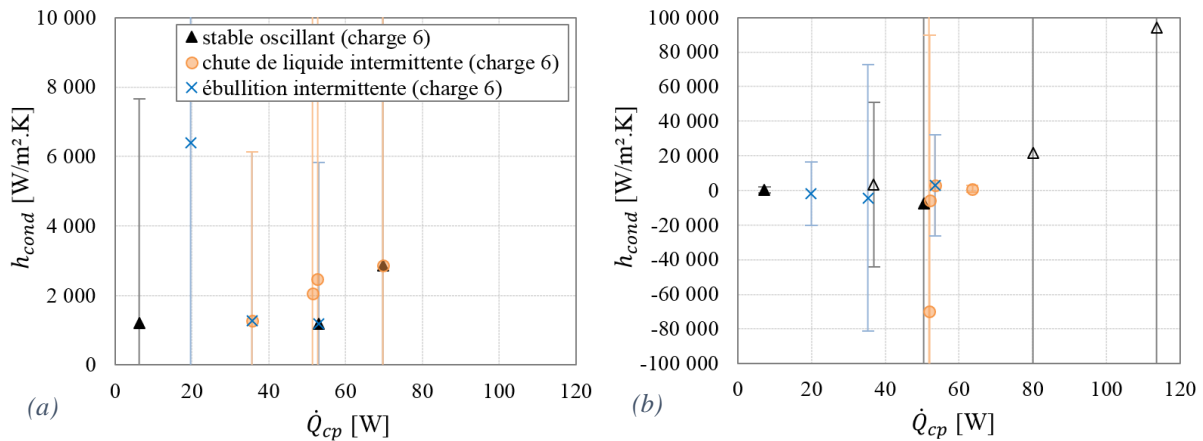


Figure F-6 : Influence de la puissance transférée par changement de phase sur le coefficient d'échange en condensation (a) Ø 8 mm, (b) Ø 11 mm

Annexe G : Détails de la modélisation d'un ménisque dans des tubes de différentes sections sur Surface Evolver

G.1. Programmation de la géométrie et des contraintes

Le code source utilisé pour la modélisation sur Surface Evolver est donné dans son intégralité pour le tube de section carrée dans un premier temps, car les formules y sont les plus immédiates. Par la suite, seule la saisie de la géométrie et des contraintes est détaillée pour les autres sections polygonales. Concernant les sections cannelées, la programmation est donnée dans le cas où $N = 2$ uniquement car les autres cas modélisés ($N = 3$ à 6) sont très similaires.

La modélisation est largement inspirée des tutoriels présents dans le manuel de Surface Evolver [164]. Le raisonnement menant à l'expression des contraintes afin d'imposer un angle de contact fluide-paroi y est expliqué dans différents cas de façon pédagogique. De plus, de nombreux exemples sont disponibles en ligne sur le site de l'auteur (<http://facstaff.susqu.edu/brakke/evolver/workshop/html/day2.htm>), notamment le cas d'un ménisque dans un tube circulaire.

G.1.1 Tube de section carrée

```
/* general parameters */

parameter cote_a = 0.002 // cote du tube, m
parameter cote_b = cote_a // b different de a si section rectangulaire
parameter height = 0.002 // hauteur du tube, m
parameter angle = 80 // angle de contact, degres
parameter stension = 0.072 // tension superficielle, N/m
parameter rho = 1000 // masse volumique, kg/m^3
gravity_constant 0 // gravite, m/s^2
scale_limit 1/stension

// various expressions used in constraints
#define WALLT (-stension*cos(angle*pi/180)) // virtual tension of facet on plane
#define ivol (cote_a*cote_b*height/2) // volume fixe

/* constraints */

// the tube wall, for contact line
constraint 1
formula: x = 0
energy:
e1: 0
e2: -WALLT*z
e3: 0

constraint 2
formula: x = cote_a
energy:
e1: 0
e2: WALLT*z
e3: 0

constraint 3
formula: y = 0
energy:
e1: WALLT*z
e2: 0
e3: 0
```

```
constraint 4
formula: y = cote_b
energy:
e1: -WALLT*z
e2: 0
e3: 0

// the tube wall, for display
constraint 5
formula: x = 0
constraint 6
formula: x = cote_a
constraint 7
formula: y = 0
constraint 8
formula: y = cote_b

/* specification of the initial shape */

vertices // given by coordinates
// the meniscus
1 0 0 height/2 constraints 1,3
2 cote_a 0 height/2 constraints 2,3
3 cote_a cote_b height/2 constraints 2,4
4 0 cote_b height/2 constraints 1,4
// bottom of tube
5 0 0 0 constraints 5,7
6 cote_a 0 0 constraints 6,7
7 cote_a cote_b 0 constraints 6,8
8 0 cote_b 0 constraints 5,8
// top of tube
9 0 0 height constraints 5,7
10 cote_a 0 height constraints 6,7
11 cote_a cote_b height constraints 6,8
12 0 cote_b height constraints 5,8

edges // given by endpoints
// the meniscus
1 1 2 constraint 3
2 2 3 constraint 2
3 3 4 constraint 4
4 4 1 constraint 1
// bottom of tube
5 5 6 constraint 7 fixed bare no_refine
6 6 7 constraint 6 fixed bare no_refine
7 7 8 constraint 8 fixed bare no_refine
8 8 5 constraint 5 fixed bare no_refine
// top of tube
9 9 10 constraint 7 fixed bare no_refine
10 10 11 constraint 6 fixed bare no_refine
11 11 12 constraint 8 fixed bare no_refine
12 12 9 constraint 5 fixed bare no_refine
// vertical sides of tube
13 5 9 constraints 5,7 fixed bare no_refine
14 6 10 constraints 6,7 fixed bare no_refine
15 7 11 constraints 6,8 fixed bare no_refine
16 8 12 constraints 5,8 fixed bare no_refine

faces // given by oriented edge loop
1 1 2 3 4 tension stension color lightblue

bodies // one body defined by its oriented faces
1 1 volume ivol density rho
```


G.1.2 Tube de section triangulaire

```

/* general parameters */

parameter Di = 0.002           // diametre inscrit, m
parameter angle = 80           // angle de contact, degres
parameter stension = 0.072     // tension superficielle, N/m
parameter rho = 1000          // masse volumique, kg/m^3
parameter height = 0.002      // hauteur du tube, m
gravity_constant 0             // gravite, m/s^2
scale_limit 1/stension

// various expressions used in constraints
#define cote_a (3*Di/sqrt(3))   // cote du triangle, m
#define alpha (pi/3)           // angle interieur triangle, rad
#define WALLT (-stension*cos(angle*pi/180)) // virtual tension of facet on plane
#define ivol (cote_a^2*sqrt(3)/4*height/2) // volume fixe

/* constraints */

// the tube wall, for contact line
constraint 1
formula: y = 0
energy:
e1: -WALLT*z
e2: 0
e3: 0

constraint 2
formula: y = sqrt(3)*(cote_a-x)
energy:
e1: WALLT*z*cos(alpha)
e2: -WALLT*z*sin(alpha)
e3: 0

constraint 3
formula: y = sqrt(3)*x
energy:
e1: WALLT*z*cos(alpha)
e2: WALLT*z*sin(alpha)
e3: 0

```

G.1.3 Tube de section hexagonale

```

/* general parameters */

parameter Di = 0.002           // diametre inscrit, m
parameter angle = 80           // angle de contact, degres
parameter stension = 0.072     // tension superficielle, N/m
parameter rho = 1000          // masse volumique, kg/m^3
parameter height = 0.002      // hauteur du tube, m
gravity_constant 0             // gravite, m/s^2
scale_limit 1/stension

// various expressions used in constraints
#define cote_a (Di/sqrt(3))     // cote de l'hexagone, m
#define alpha (pi/3)           // demi-angle interieur hexagone, rad
#define hy (sqrt(3)/2*cote_a)  // height of the y plane
#define WALLT (-stension*cos(angle*pi/180)) // virtual tension of facet on plane
#define ivol (3*sqrt(3)/2*cote_a^2*height/2) // volume fixe

/* constraints */

// the tube wall, for contact line
constraint 1 /* sidel */
formula: y = -sqrt(3)*(x-cote_a)

```

```

energy: // for contact angle
e1: -WALLT*cos(alpha)*z
e2: WALLT*sin(alpha)*z
e3: 0

constraint 2 /* side2 */
formula: y = hy
energy: // for contact angle
e1: -WALLT*z
e2: 0
e3: 0

constraint 3 /* side3 */
formula: y = sqrt(3)*(x+cote_a)
energy:
e1: -WALLT*cos(alpha)*z
e2: -WALLT*sin(alpha)*z
e3: 0

constraint 4 /* side4 */
formula: y = -sqrt(3)*(x+cote_a)
energy:
e1: WALLT*cos(alpha)*z
e2: -WALLT*sin(alpha)*z
e3: 0

constraint 5 /* side5 */
formula: y = -hy
energy:
e1: WALLT*z
e2: 0
e3: 0

constraint 6 /* side6 */
formula: y = sqrt(3)*(x-cote_a)
energy:
e1: WALLT*cos(alpha)*z
e2: WALLT*sin(alpha)*z
e3: 0

```

G.1.4 Tube de section cannelée avec $N = 2$

```

/* general parameters */

parameter Di = 0.002 // diametre inscrit, m
parameter angle = 80 // angle de contact, degres
parameter stension = 0.072 // tension superficielle, N/m
parameter rho = 1000 // masse volumique, kg/m^3
parameter height = 0.002 // hauteur du tube, m
parameter alpha = 0.6 // facteur de forme
parameter Npetale = 2 // nombre de cannelures
gravity_constant 0 // gravite, m/s^2
scale_limit 1/stension

// various expressions used in constraints
#define radius (Di/(2*(1-alpha))) // rayon moyen du tube, m
#define WALLT (-stension*cos(angle*pi/180)) // virtual tension of facet on plane
#define ivol (pi*radius^2*height/2) // volume fixe

/* constraints */

// the tube wall, for contact line
constraint 1
formula: x^2 + y^2 = (radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x))))^2

```

```

energy:
e1: -WALLT*z*sin(atan2(radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x)))*sin(atan2(y,x))+
radius*alpha*Npetale*sin(Npetale*atan2(y,x))*cos(atan2(y,x)),-radius*alpha*Npetale*
sin(Npetale*atan2(y,x))*sin(atan2(y,x))+radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x)))*
cos(atan2(y,x))))
e2: WALLT*z*cos(atan2(radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x)))*sin(atan2(y,x))+
radius*alpha*Npetale*sin(Npetale*atan2(y,x))*cos(atan2(y,x)),-radius*alpha*Npetale*
sin(Npetale*atan2(y,x))*sin(atan2(y,x))+radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x)))*
cos(atan2(y,x))))
e3: 0

// the tube wall, for display
constraint 2
formula: x^2 + y^2 = (radius*(1+alpha*cos(Npetale*atan2(y,x))))^2

// The zero level set of this constraint is a set of vertical planes through the
axis of the tube, carefully constructed so they match up with where we want the
contact line vertices.
parameter flute_count = Npetale
constraint 3
formula: sin(flute_count*atan2(y,x)) = 0

/* specification of the initial shape */

vertices
// the meniscus
1 radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*cos(0*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*sin(0*pi/2) height/2 constraints 1,3
2 radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*cos(1*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*sin(1*pi/2) height/2 constraints 1,3
3 radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*cos(2*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*sin(2*pi/2) height/2 constraints 1,3
4 radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*cos(3*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*sin(3*pi/2) height/2 constraints 1,3
// bottom of tube
13 radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*cos(0*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*sin(0*pi/2) 0 constraint 2 fixed
14 radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*cos(1*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*sin(1*pi/2) 0 constraint 2 fixed
15 radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*cos(2*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*sin(2*pi/2) 0 constraint 2 fixed
16 radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*cos(3*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*sin(3*pi/2) 0 constraint 2 fixed
// top of tube
25 radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*cos(0*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*0*pi/2))*sin(0*pi/2) height constraint 2 fixed
26 radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*cos(1*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*1*pi/2))*sin(1*pi/2) height constraint 2 fixed
27 radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*cos(2*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*2*pi/2))*sin(2*pi/2) height constraint 2 fixed
28 radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*cos(3*pi/2)
radius*(1+alpha*cos(Npetale*3*pi/2))*sin(3*pi/2) height constraint 2 fixed

edges
// the meniscus
1 1 2 constraint 1
2 2 3 constraint 1
3 3 4 constraint 1
4 4 1 constraint 1
// the bottom of the tube
13 13 14 constraint 2 fixed bare no_refine
14 14 15 constraint 2 fixed bare no_refine
15 15 16 constraint 2 fixed bare no_refine
16 16 13 constraint 2 fixed bare no_refine

```

```

// top of the tube
25 25 26 constraint 2 fixed bare no_refine
26 26 27 constraint 2 fixed bare no_refine
27 27 28 constraint 2 fixed bare no_refine
28 28 25 constraint 2 fixed bare no_refine
// vertical sides of tube
37 13 25 constraint 2 fixed bare no_refine
38 14 26 constraint 2 fixed bare no_refine
39 15 27 constraint 2 fixed bare no_refine
40 16 28 constraint 2 fixed bare no_refine

faces
1 1 2 3 4 tension stension color lightblue

bodies
1 1 volume ivol density rho

read
// get top and bottom round-looking
refine edge where original >= 13 and original <= 36

gogo := { r 3; g100 ; r ; g100 ; r ; g200 }

```

G.2. Résolution

Pour la résolution, le logiciel discrétise la surface sous forme d'éléments triangulaires appelés *facets* et soumis aux différentes contraintes. Dans le programme de base datant de 1992, l'utilisateur devait choisir le nombre d'itérations et le niveau de raffinement du maillage. Le processus a été optimisé et automatisé dans SE-FIT, rendant même possible une résolution « à la chaîne » en faisant varier certains paramètres d'entrée. Le programme vérifie la convergence en s'appuyant sur la variation de l'énergie totale. Selon les ressources dont l'utilisateur dispose et la précision recherchée, il peut choisir entre une convergence « grossière » (*rough convergence*) et une convergence fine (*fine convergence*). Il peut également spécifier l'erreur acceptable. L'évolution de la forme de l'interface et du maillage peuvent être visualisées au cours de la résolution et une fois l'équilibre atteint (figure G-1). Après convergence, il est possible d'exporter les résultats et d'accéder aux différents paramètres, notamment la différence de pression de part et d'autre de l'interface.

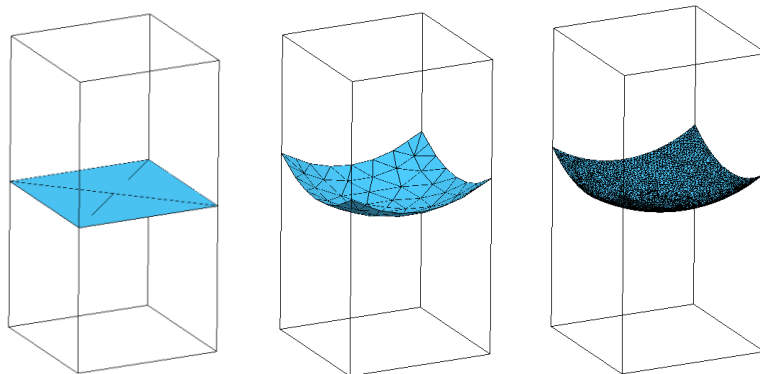


Figure G-1 : Maillage du ménisque dans SE-FIT pour un tube de section carrée et $\theta = 60^\circ$.
 (gauche) configuration initiale, 4 éléments après zéro itération ;
 (centre) configuration finale pour une convergence grossière, 96 éléments après 43 itérations ;
 (droite) configuration finale pour une convergence fine, 5432 éléments après 97 itérations.

Annexe H : Analyse plus approfondie des résultats de modélisation pour les tubes cannelés

Contrairement au cas des sections polygonales régulières, le diamètre inscrit ne permet pas de prédire la courbure de l'interface ni la stabilité dans des tubes cannelés, car la distance centre-paroi n'y est pas constante. L'analyse présentée ci-après fait suite à la section V.2.2.2. Elle s'attache à identifier les grandeurs caractéristiques pertinentes permettant d'expliquer l'allure des courbes de la figure IV-34, reproduite dans la présente annexe (figure H-1).

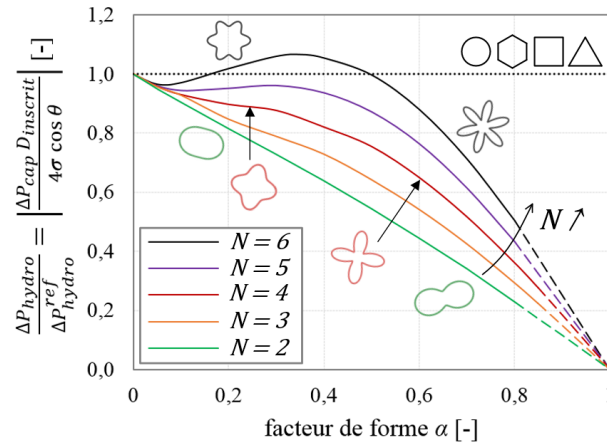


Figure H-1 : Courbure adimensionnée en fonction du facteur de forme pour différents nombres de cannelures N

D'après l'équation (V-27), ces résultats peuvent également être présentés sous la forme d'un diamètre équivalent adimensionné, comme sur la figure H-2. Cette dernière montre qu'au sein des tubes cannelés, le diamètre équivalent caractérisant la stabilité des bouchons est généralement supérieur au diamètre inscrit. Comme le diamètre inscrit décroît quand α augmente et est nul pour $\alpha = 1$, le rapport $D_{equ}(\alpha, N)/D_{inscrit}$ tend vers l'infini quand $\alpha \rightarrow 1$. D'autre part, le diamètre équivalent est systématiquement inférieur au diamètre moyen (figure H-3).

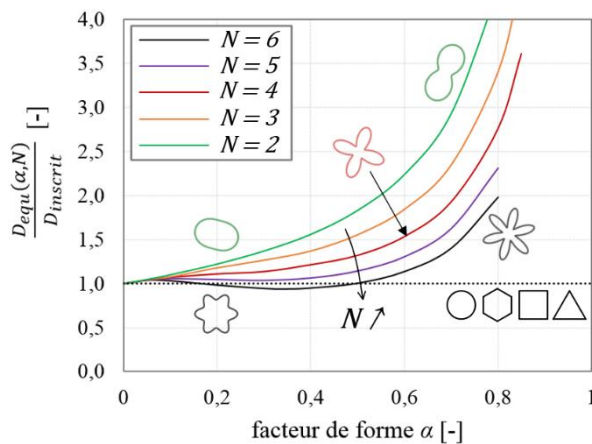


Figure H-2 : Rapport entre le diamètre équivalent et le diamètre inscrit en fonction du facteur de forme

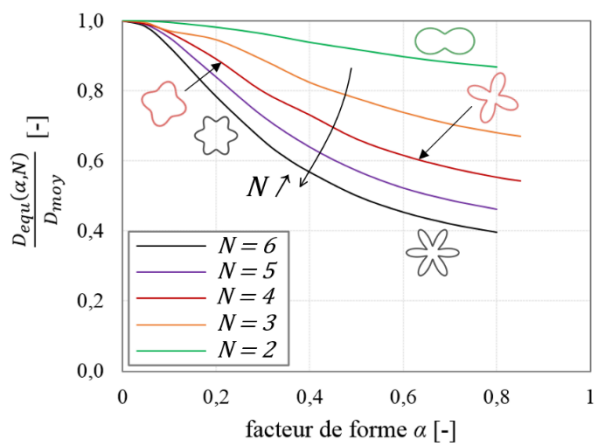


Figure H-3 : Rapport entre le diamètre équivalent et le diamètre moyen en fonction du facteur de forme

Pour approfondir l'analyse, plusieurs paramètres supplémentaires sont étudiés, notamment le rayon de courbure R_e de la paroi aux extrémités, en $r(\varphi) = r_{max} = r_{moy}(1 + \alpha)$, et le rayon de courbure R_c de la paroi dans les « creux », en $r(\varphi) = r_{min} = r_{moy}(1 - \alpha)$. Ces paramètres sont présentés sur le schéma de la figure H-4.

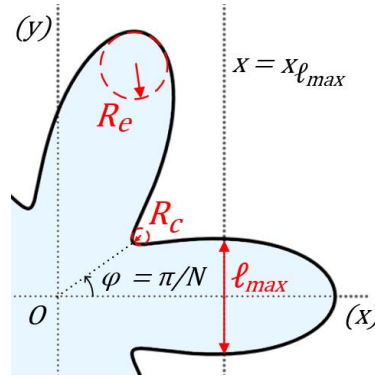


Figure H-4 : Définition des rayons de courbures R_e et R_c et de la largeur maximale ℓ_{max} d'une cannelure

Les rayons de courbure de la paroi sont calculés comme suit :

$$\begin{cases} R_e = \frac{r_{moy}(1 + \alpha)^2}{1 + \alpha + \alpha N^2} & \text{(H-1)} \\ R_c = \frac{r_{moy}(1 - \alpha)^2}{1 - \alpha - \alpha N^2} & \text{(H-2)} \end{cases}$$

Ces formules sont issues de l'expression générale du rayon du cercle osculateur pour une courbe paramétrée $r(\varphi)$ en coordonnées polaires :

$$R = \frac{\left(r^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 \right)^{3/2}}{r^2 + 2 \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 - r \frac{d^2r}{d\varphi^2}} \quad \text{(H-3)}$$

Le cercle osculateur en un point P d'une courbe permet sa description locale. Il correspond à l'arc circulaire approximant au mieux la courbe au voisinage de P (figure H-5), et son centre est le centre de courbure local de cette dernière.

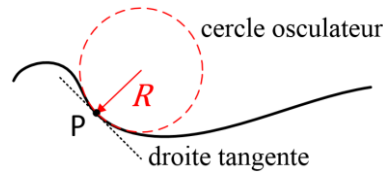


Figure H-5 : Cercle osculateur et rayon de courbure en un point P d'une courbe quelconque

Un troisième paramètre d'intérêt est la largeur maximale des cannelures, notée ℓ_{max} . Celle-ci peut être déterminée sous MATLAB via le système d'équations suivant :

$$f(x, y) = \left(\frac{x}{r_{moy}} \right)^2 + \left(\frac{y}{r_{moy}} \right)^2 - [1 + \alpha \cos(N \operatorname{atan2}(x, y))]^2 = 0 \quad \text{(H-4)}$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)(x, y) = 2 \frac{y}{r_{moy}} - 2\alpha N r_{moy} \frac{x}{x^2 + y^2} \sin(N \operatorname{atan2}(x, y)) [1 + \alpha \cos(N \operatorname{atan2}(x, y))] = 0 \quad \text{(H-5)}$$

La solution locale pour $0 < \varphi < \pi/N$ donne le couple $(x_{\ell_{max}}, \ell_{max}/2)$.

Pour de faibles déformations ($\alpha \leq 0,05$), le diamètre équivalent correspond au diamètre moyen, d'où une pente initiale proche de -1 pour toutes les courbes de la figure H-1. La pente finale, quant à elle, dépend du nombre de cannelures. Elle est déterminée par l'extrapolation des résultats du modèle pour α compris entre 0,8 ou 0,85 et 1. L'analyse des rayons de courbure et de la largeur maximale a permis de montrer que, lorsque α est grand et que les creux formés par la paroi se rapprochent du centre, la stabilité n'est plus prédite par le diamètre moyen mais par la forme d'une unique cannelure et, notamment, par sa largeur et le rayon de courbure à son extrémité. En effet, dans les cinq cas modélisés, la valeur absolue de la pente est prédite par la valeur finale du rapport $\ell_{max}/(2R_e)$ à moins de 3 % près. Pour des facteurs de forme intermédiaires, l'évolution de la courbure adimensionnée ou du diamètre équivalent est plus difficile à expliquer et nécessiterait une analyse au cas par cas en utilisant des outils mathématiques avancés. En effet, la distance centre-paroi et la courbure de la paroi ont probablement une influence couplée sur la forme du ménisque à l'échelle locale et globale.

Annexe I : Détails des études sur la condensation convective en géométrie interne

I.1. Influence d'une section longitudinale ondulée

Des tubes ondulés (figure I-1) ont été imaginés afin d'améliorer les transferts thermiques en augmentant la surface d'échange et la turbulence des écoulements, notamment au sein des échangeurs de chaleur. La condensation convective de fluides réfrigérants dans des tubes ondulés a fait l'objet de plusieurs publications. Laohalertdecha et Wongwises [220] et Yarmohammadi et Farhadi [221] ont étudié expérimentalement la condensation de R-134a et de R-404a, respectivement, dans des tubes horizontaux ondulés de diamètre intérieur 9 mm. Par comparaison avec un tube lisse, le coefficient d'échange moyen en condensation est accru de 50 % au mieux dans le premier cas et de 59 % dans le second, tandis que les pertes de charge augmentent au maximum de 70 % et 115 %. Ces résultats dépendent de la géométrie du tube, notamment de l'espacement entre les ondulations (*pitch*), mais également des conditions de fonctionnement (débit massique de réfrigérant, température de saturation, flux de chaleur transféré...). La géométrie du tube peut être optimisée en fonction de ces conditions.

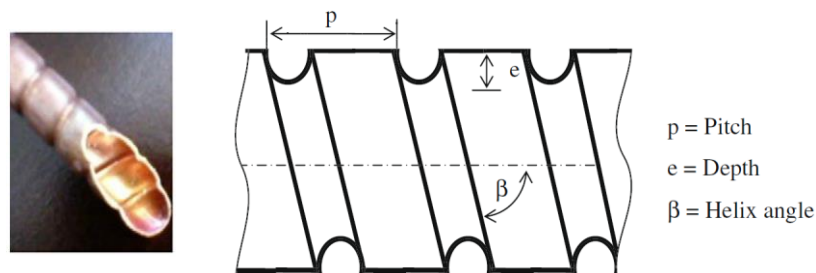


Figure I-1 : Géométrie d'un tube ondulé [222]

La seule étude en condensation interne incluant des tubes ondulés verticaux a été menée en 2012 par Khoeni *et al.* [222]. Il s'agit d'une étude expérimentale menée avec du R-134a dans un tube de 8 mm de diamètre et 70 cm de long, d'inclinaison variable. Le coefficient d'échange moyen mesuré est plus faible dans un tube ondulé vertical qu'horizontal, que la vapeur soit montante (condensation à contre-courant) ou descendante (condensation à co-courant). L'effet de l'inclinaison est particulièrement important pour de faibles débits massiques de R-134a, avec une diminution des performances thermiques de l'ordre de 20 % en condensation à contre-courant par rapport au tube horizontal pour le débit minimal testé (contre environ 10 % pour le débit maximal). Toutefois, comme aucune comparaison des résultats avec le cas d'un tube lisse vertical n'est présentée par les auteurs, il n'est pas possible de conclure sur l'influence des ondulations et des effets capillaires potentiellement associés sur le transfert thermique. En effet, bien que les études menées à l'horizontale démontrent un impact positif de cette géométrie sur le coefficient d'échange, l'influence des ondulations dépend des conditions expérimentales et, notamment, du sens d'écoulement du condensat. En outre, les pertes de charge n'ont pas été analysées dans l'étude de Khoeni *et al.* [222].

Une comparaison entre des sections droites et longitudinales ondulées prenant en compte les performances thermiques ainsi que les pertes de charge est proposée par Ahmadpour et Noori Rahim Abadi [223]. Ils ont développé un modèle numérique de condensation convective d'une vapeur montante au sein de canaux verticaux présentant deux parois planes et deux parois ondulées. Les ondulations sont sinusoïdales et plus ou moins déphasées, comme montré sur la figure I-2. Une puissance de refroidissement s'élevant à 3 W/cm² est imposée au niveau des parois ondulées. La longueur des canaux est de 1,0 m et le fluide choisi est à nouveau le R-134a (à $T_{sat} = 40$ °C).

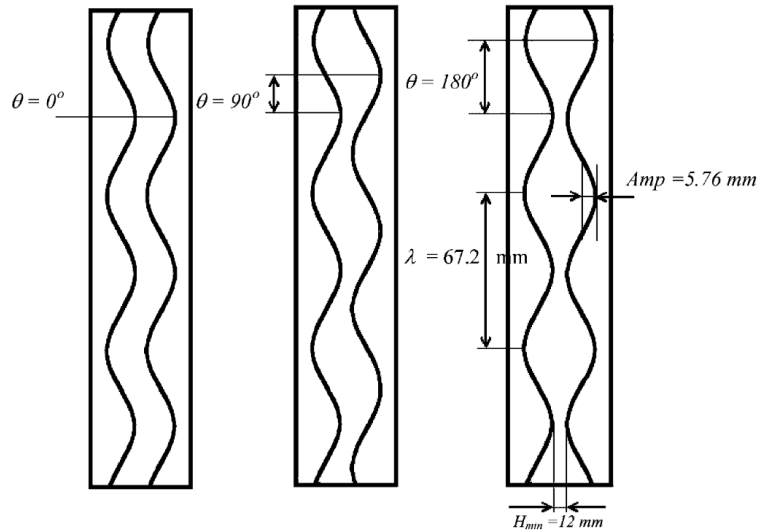


Figure I-2 : Sections longitudinales des canaux modélisés par Ahmadpour et Noori Rahim Abadi [223]

Dans tous les cas, l'évolution axiale du coefficient d'échange, visible sur la figure I-3 pour deux débits massiques différents, est relativement chaotique. Pour un déphasage nul et un faible débit massique ($G = 50 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$), les performances thermiques du canal ondulé sont proches de celles d'un canal droit (*plain channel*). Toutefois, les coefficients moyen et maximal augmentent avec le déphasage grâce à l'apparition et à l'intensification d'écoulement secondaires dans les zones concaves. Les auteurs remarquent également une accumulation de condensat dans ces zones, d'autant plus importante que le déphasage est grand. La comparaison des figures I-3 (a) et (b) montre que l'écart entre les canaux ondulés et droit s'accroît avec le débit massique.

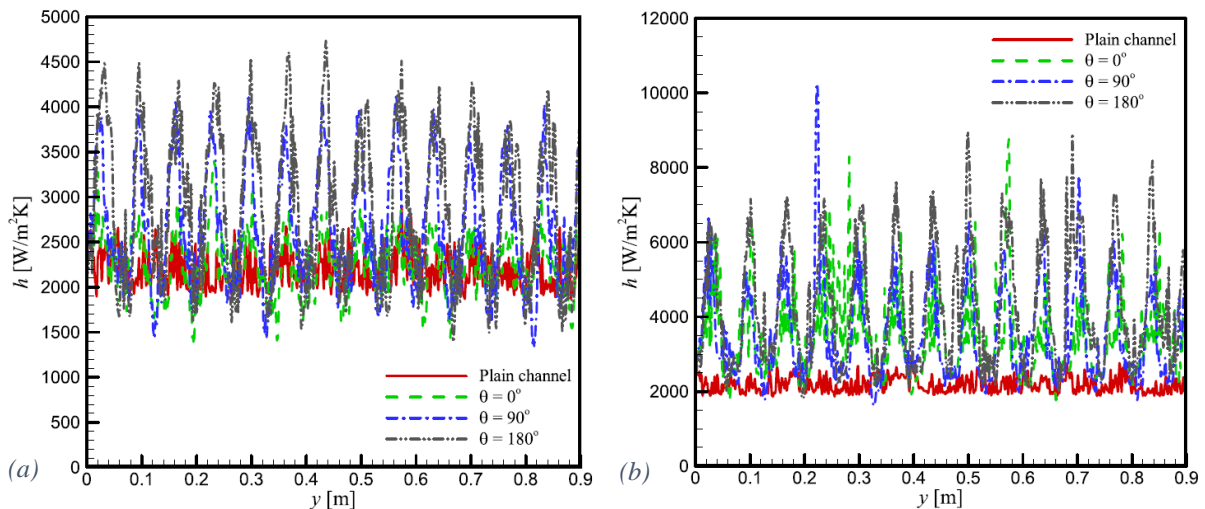


Figure I-3 : Effet du déphasage des ondulations aux parois sur l'évolution axiale du coefficient d'échange en condensation pour (a) $G = 50 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ et (b) $G = 200 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ [223]

Concernant les pertes de charge, elles sont plus importantes dans les canaux ondulés que dans un canal droit et augmentent avec le déphasage θ . Ahmadpour et Noori Rahim Abadi [223] ont défini plusieurs facteurs permettant de comparer les performances des canaux ondulés à ceux d'un canal droit :

- le facteur de transfert thermique (*heat transfer enhancement*), $e_h = \bar{h}_{\text{ondulé}}/\bar{h}_{\text{droit}}$
- le facteur de pertes de charge (*pressure penalty factor*), $e_{\Delta P} = \Delta\bar{P}_{\text{ondulé}}/\Delta\bar{P}_{\text{droit}}$
- le facteur de performance thermo-hydraulique, $e_h/(e_{\Delta P})^{1/3}$

L'effet du déphasage et du débit massique sur ces trois facteurs est présenté sur la figure I-4. La figure I-4a montre que, dans la majorité des cas, utiliser un canal ondulé augmente le coefficient d'échange moyen. Le facteur de transfert thermique croît avec le déphasage. Le facteur de pertes de charge, quant à lui, augmente significativement avec le débit massique (figure I-4b). Il dépend également du déphasage et ce, d'autant plus que le débit massique est grand. Comme évoqué

précédemment, les pertes de charge augmentent globalement avec θ . Enfin, la performance thermo-hydraulique globale est caractérisée sur la figure I-4c. Pour des débits élevés et modérés, l'augmentation excessive des pertes de charge dans les canaux ondulés entraîne une performance globale moins intéressante que pour un canal droit (facteur inférieur à 1). Le facteur thermo-hydraulique est supérieur à 1 seulement pour le débit massique minimal testé et croît alors avec le déphasage. Ainsi, l'utilisation de canaux ondulés semble pertinente uniquement lorsque le débit de vapeur est relativement faible, avec un déphasage recommandé de 180° pour une performance thermique optimale.

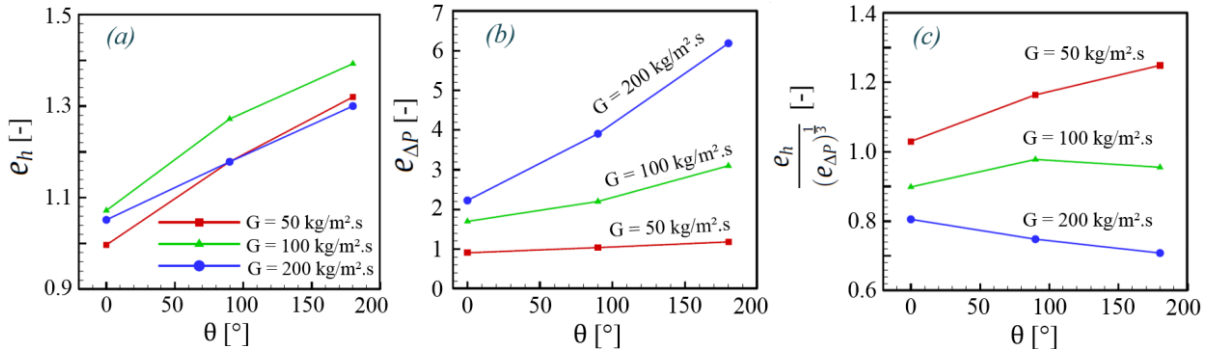


Figure I-4 : Effet du déphasage et du débit massique sur (a) le facteur de transfert thermique, (b) le facteur de pertes de charge et (c) le facteur de performance thermo-hydraulique [223]

I.2. Influence de la section transversale lors de la condensation à co-courant dans un tube lisse

Plusieurs études se sont intéressées à l'effet de la section transversale sur les transferts thermiques en condensation convective, la grande majorité concernant des tubes horizontaux [227-242]. En théorie, l'utilisation de canaux horizontaux de section triangulaire, rectangulaire, trapézoïdale ou ovale permet une augmentation du coefficient d'échange moyen comprise entre 11 et 50 % comparativement à un tube circulaire de même surface d'échange [190]. L'étude expérimentale menée par Agarwal *et al.* en 2010 [232] a, quant à elle, montré un gain supérieur à 30 % [190]. Les différentes sections de tubes à micro-canaux testés par Agarwal *et al.* en utilisant du R-134a sont présentées sur la figure I-5. L'effet de la section transversale sur les transferts de chaleur dépend toutefois du débit massique de vapeur, de même que la géométrie optimale. D'après différents travaux [224,229,234,238,242], l'amélioration des performances grâce au drainage transversal est d'autant plus significative que le débit de vapeur est faible. Cela été observé, par exemple, par Liu *et al.* [238] en 2013, qui ont comparé les coefficients d'échange mesurés lors de la condensation de R-152a dans des tubes horizontaux de section carrée et circulaire de diamètre inscrit environ 1 mm (figure I-6). Pour le

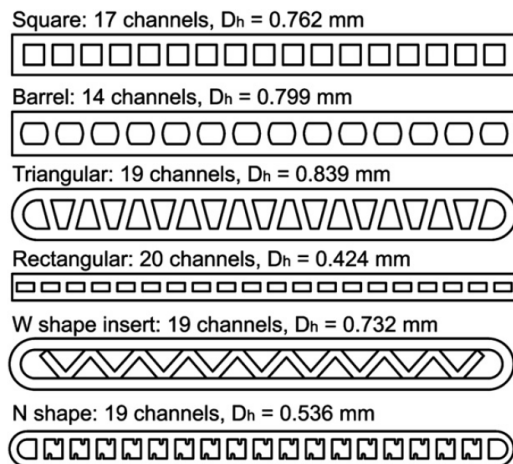


Figure I-5 : Sections transversales étudiées par Agarwal *et al.* [232]

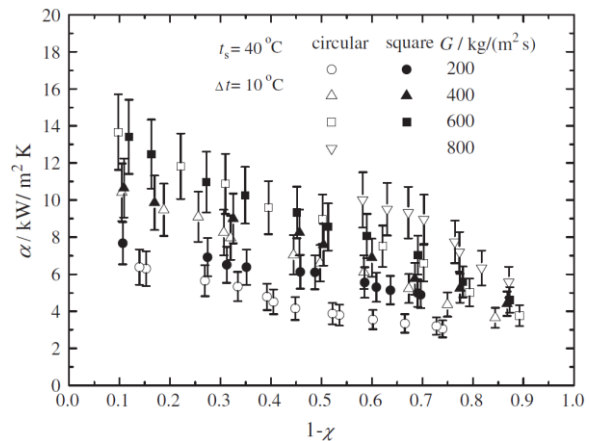


Figure I-6 : Effet du débit massique de vapeur G , du titre massique en vapeur $1 - \chi$ et de la section du tube sur le coefficient d'échange en condensation [238]

débit massique minimal, les performances obtenues avec la section carrée sont systématiquement supérieures au cas du tube circulaire, mais l'écart s'amenuise lorsque le débit augmente. La tension de surface joue donc un rôle important lorsque la vitesse de vapeur est faible. Dans le cas contraire, les contraintes interfaciales ont une influence prépondérante sur l'épaisseur de film par rapport aux effets capillaires. Pourtant, un nombre réduit de chercheurs se sont penchés sur la condensation interne pour de faibles vitesses de vapeur [218,225].

Des tubes horizontaux de sections elliptique et cannelée ont été étudiés numériquement par Nebuloni et Thome [233]. Le modèle développé est valable uniquement pour la condensation en régime annulaire avec un film liquide laminaire. La figure I-7 présente l'évolution du nombre de Nusselt obtenue pour les sections elliptiques avec différentes orientations et plusieurs rapports d'échelle. La performance globale, incluant l'efficacité des transferts thermiques et les pertes de charge, est supérieure à celle du tube circulaire pour certaines ellipses, mais inférieure pour d'autres. Nebuloni et Thome [233] soulignent la complexité et l'imprévisibilité de l'influence couplée de la géométrie, de la gravité et de la capillarité sur les coefficients d'échange et les pertes de charge.

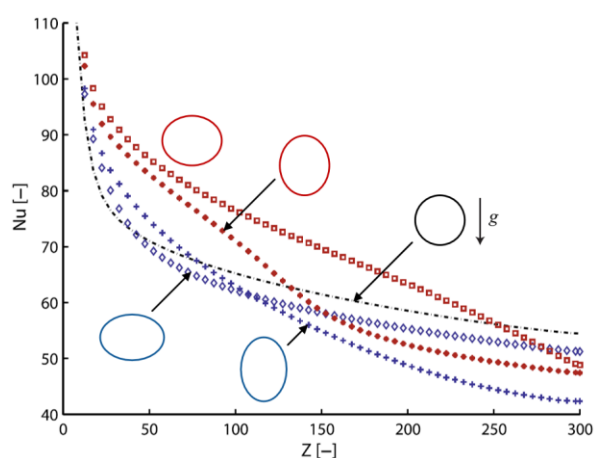


Figure I-7 : Évolution du nombre de Nusselt avec la position axiale pour différentes sections elliptiques d'après [233]

Concernant la section cannelée, les résultats obtenus par Nebuloni et Thome [233] avec un diamètre hydraulique de 1 mm pour la condensation de R-134a ($G = 300 \text{ kg/m}^2.\text{s}$) sont détaillés sur la figure I-8.

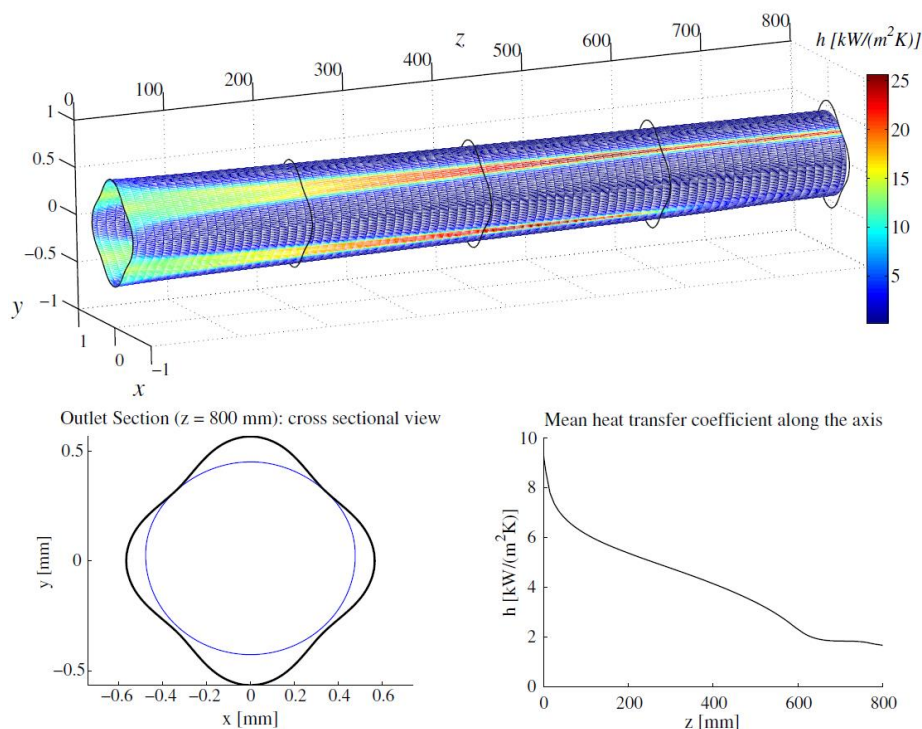


Figure I-8 : Résultats issus du modèle de Nebuloni et Thome pour une section cannelée [233]

La comparaison avec un tube de section circulaire (figure I-9) montre un effet important de la géométrie qui, en conjonction avec les forces capillaires, peut augmenter les performances globales de manière significative. Les auteurs précisent toutefois que la section optimale dépend fortement des conditions choisies (fluide, débit massique, taille du tube, direction de la gravité, etc.).

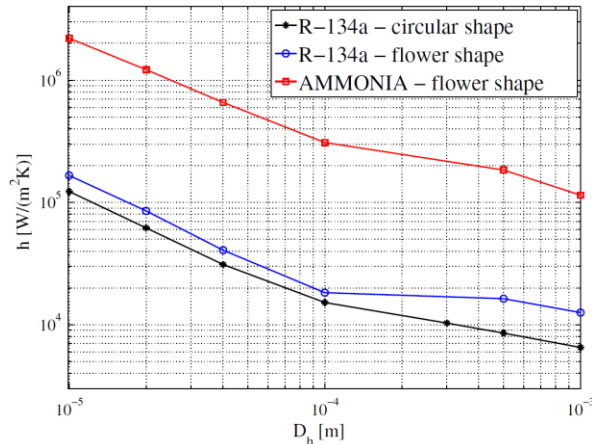


Figure I-9 : Coefficients d'échange moyens pour des sections de tube circulaire et cannelée (flower shape) en fonction du diamètre hydraulique [233]

Lors de la condensation convective de vapeur d'eau dans un tube horizontal de section rectangulaire, Pal [231] remarque que l'augmentation du coefficient d'échange par rapport au tube circulaire est particulièrement importante en entrée de tube puis décroît axialement, comme observé également sur la figure I-8 pour un tube cannelé. En effet, l'épaisseur de film augmentant le long du tube, la zone de condensation en film mince sur les parois planes est progressivement réduite jusqu'à disparaître complètement (figure I-10a). Le liquide accumulé dans les angles occupe alors tout le périmètre du tube. Ce phénomène est évoqué par d'autres chercheurs, notamment Wang et Rose [230], qui ont modélisé la condensation de R-134a au sein de tubes de sections carrée, rectangulaire et triangulaire (figure I-10b). Pal [231], Wang et Rose [230] parlent d'un phénomène d'ennoiement, analogue à celui évoqué dans la section VI.1.1 pour la condensation sur une surface ailetée. En cas d'ennoiement, le coefficient d'échange local moyenné sur la section est réduit et, d'après le modèle de Pal [231], devient équivalent à celui du tube circulaire. L'amélioration des performances grâce au drainage dans le plan transversal dépend donc de la section du tube, mais également de sa longueur. L'évolution axiale de l'épaisseur de film doit être considérée pour dimensionner au mieux la section transversale et retarder l'ennoiement.

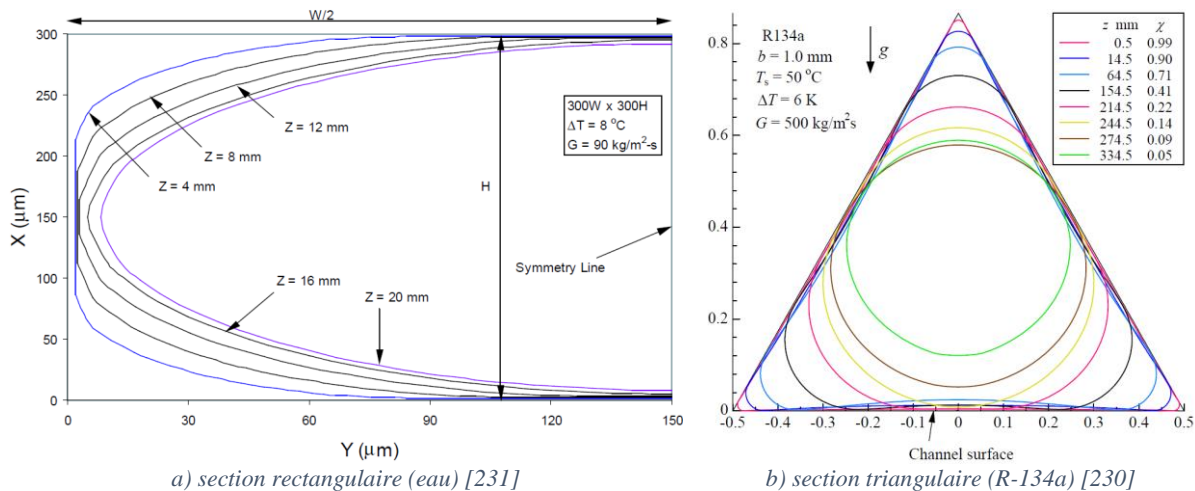


Figure I-10 : Évolution du profil du film de condensat avec la position axiale z dans un tube horizontal

Une évolution du profil du film de condensat presque similaire à celle de la figure I-10b est prédite par la modélisation numérique de Zhao et Liao [227] dans le cas d'un tube vertical de section

triangulaire (figure I-11). Notons que, pour un tube vertical, il n'y a plus de dissymétrie de la répartition du liquide dans le plan transversal car la gravité est orientée selon l'axe du tube.

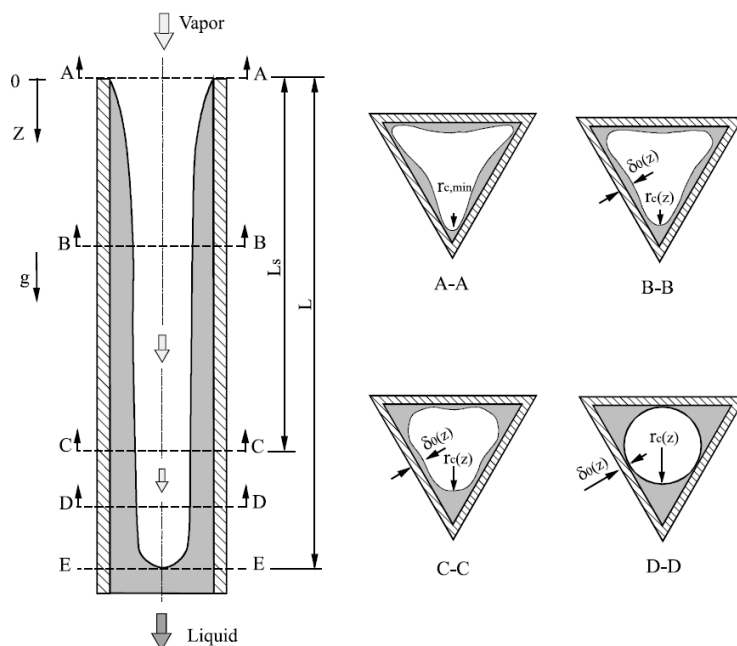


Figure I-11 : Schéma de la condensation convective d'une vapeur descendante dans un tube de section triangulaire [227]

Les coefficients d'échange locaux obtenus pour la condensation d'une vapeur d'eau descendante sont présentés sur la figure I-12. Ils sont bien supérieurs à ceux calculés pour un tube circulaire de même diamètre inscrit ($D = 1,16$ mm), notamment en entrée de tube. Les auteurs expliquent que l'amélioration est due à l'effet de la tension de surface qui induit une épaisseur de film réduite sur les bords du triangle. Or, l'importance des effets capillaires diminue le long du tube avec l'augmentation de l'épaisseur de film, car la variation de la courbure de l'interface dans le plan transversal s'atténue, comme montré sur la figure I-11. Concernant les pertes de charge, celles-ci sont comparables entre les sections triangulaires et circulaires en entrée de tube, mais elles décroissent plus rapidement dans le premier cas. En effet, le débit de condensation étant supérieur dans un tube triangulaire grâce à de meilleurs coefficients d'échange, la vitesse de la vapeur diminue plus rapidement, ce qui est avantageux pour limiter les pertes de charge.

Zhao et Liao [227] ont également mené une étude paramétrique sur l'influence de la taille du tube, dont les résultats sont présentés sur la figure I-13. Une réduction du diamètre inscrit (ou de la longueur b des côtés pour la section triangulaire) permet d'augmenter le coefficient d'échange en entrée

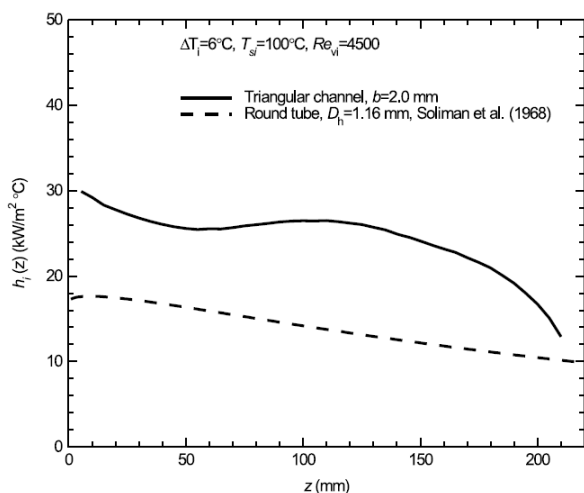


Figure I-12 : Évolution axiale du coefficient d'échange moyenné sur la section transversale [227]

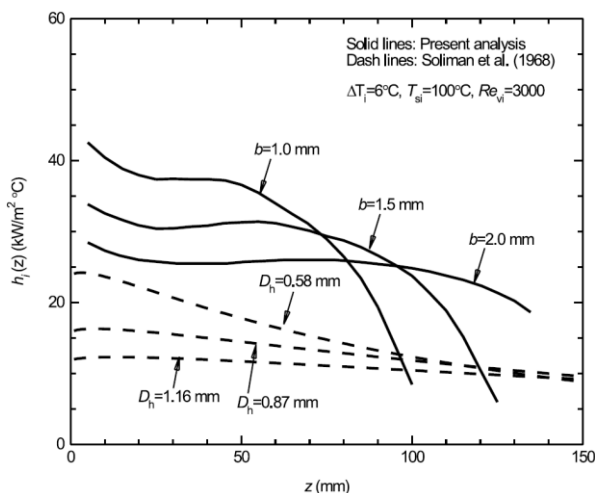


Figure I-13 : Effet de la taille du tube sur l'évolution axiale du coefficient d'échange [227]

de tube, mais la décroissance axiale de h est ensuite plus prononcée. Finalement, les auteurs concluent que l'amélioration des transferts thermiques par rapport au tube circulaire est d'autant plus significative que la taille du tube et la vitesse de vapeur sont faibles. Une différence de température réduite entre paroi et vapeur en entrée est également favorable à une amélioration induite par les effets capillaires. En outre, d'après les travaux de Lei *et al.* [241], une section triangulaire réentrantante semble plus intéressante qu'une section avec des bords droits (figure I-14).

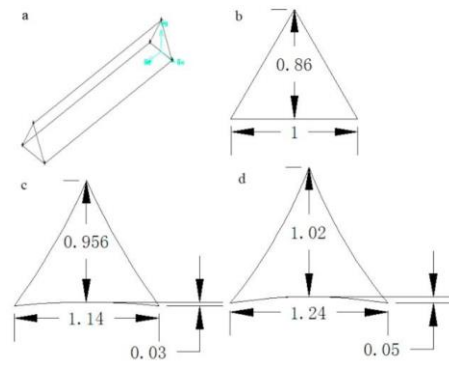


Figure I-14 : Sections transversales modélisées par Lei *et al.* [241]

Annexe J : Étude du petit prototype à vide

De la même manière que pour le grand prototype (annexe C), la résistance thermique $R_{th,vide}$ est évaluée expérimentalement pour le second. Cette fois, une seule série de mesure a été réalisée en faisant varier la puissance transférée, pour une vitesse d'air fixée à environ 3,3 m/s. Comme précédemment, l'impact de la puissance sur les résultats en convection forcée se révèle négligeable (figure J-1). Ainsi, la valeur moyenne de $1/R_{th,vide}$ est retenue. Elle s'élève à 0,78 W/K, d'où une résistance $R_{th,vide}$ égale à 1,28 K/W.

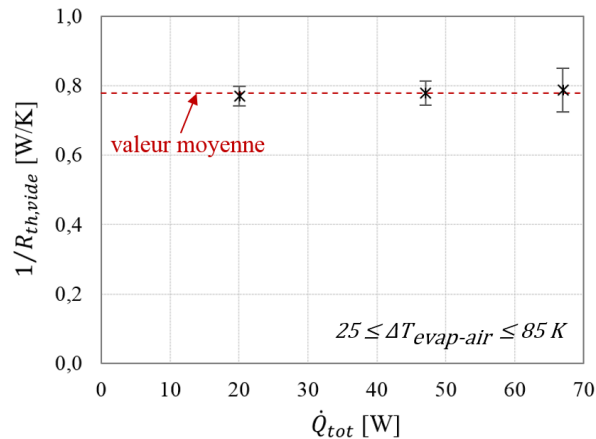


Figure J-1 : Évolution de $1/R_{th,vide}$ (points expérimentaux) en fonction de la puissance totale transférée

Cette valeur étant utilisée sur une plage de vitesses d'air plus large que celle effectivement testée à vide, l'incertitude est évaluée telle que :

$$\Delta(1/R_{th,vide}) = \begin{cases} 0,20 \text{ W/K} & \text{si } 3,6 < v_{air} \leq 5,0 \text{ m/s} \\ 0,08 \text{ W/K} & \text{si } 3,0 < v_{air} \leq 3,6 \text{ m/s} \\ 0,16 \text{ W/K} & \text{si } 2,5 < v_{air} \leq 3,0 \text{ m/s} \end{cases}$$



FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON OPÉRÉE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : BÉRUT

DATE de SOUTENANCE : 01/10/2021

Prénoms : Élise, Marie, Florence

TITRE : Contribution à la compréhension des phénomènes de condensation siégeant au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2021LYSEI053

École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Spécialité : Thermique et Énergétique

RÉSUMÉ :

Les chambres de vapeur sont des systèmes de refroidissement diphasiques passifs et efficaces qui sont notamment utilisés dans le domaine de l'électronique. Elles sont généralement associées à un dissipateur à ailettes métallique refroidi par convection naturelle ou forcée. Dans ce mémoire, une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées est étudiée. Cette configuration permet un allègement du système et un gain en performance grâce à la condensation du fluide de travail à l'intérieur des ailettes. L'effet de la présence de gaz incondensables dans un condenseur à ailettes creuses est analysé expérimentalement et par une modélisation numérique. Par ailleurs, comme le refroidissement par convection limite les performances du système, une réduction du diamètre des ailettes est requise pour augmenter leur nombre et, ainsi, la surface d'échange totale. Un diamètre réduit peut toutefois entraîner la formation de bouchons de liquide au sein des ailettes et dégrader leurs performances. Ce phénomène a été visualisé grâce à la réalisation de condenseurs transparents en polymère à ailettes creuses. Il y a donc un compromis à trouver entre l'optimisation des performances en convection et le maintien d'un régime de condensation qui permette le bon fonctionnement du système. Différentes pistes ont été explorées à l'aide de résultats issus de la littérature, d'un modèle numérique et d'essais expérimentaux afin de déstabiliser les bouchons de liquide et de favoriser le drainage du condensat vers l'évaporateur. L'utilisation d'ailettes de section transversale triangulaire semble pertinente pour réduire leur taille en évitant la rétention de liquide, mais le gain réalisable sur la surface d'échange convective reste modeste (de l'ordre de 15 %). L'interconnexion entre les ailettes du condenseur donne des résultats plus prometteurs. En effet, des ailettes interconnectées de diamètre intérieur 2 mm fonctionnent avec l'eau comme fluide de travail malgré la formation de bouchons de liquide, ce qui n'est pas le cas d'un condenseur à ailettes indépendantes de diamètre 5 mm.

MOTS-CLÉS :

Condensation confinée, chambre de vapeur, ailettes creuses, ailettes interconnectées, polymère, fabrication additive, phénomènes hydrodynamiques, régimes de fonctionnement, stabilité, drainage, gaz incondensables

Laboratoire(s) de recherche : CETHIL UMR 5008 (Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon)

Directeur de thèse : Frédéric LEFÈVRE

Présidente de jury : Nolwenn LE PIERRÈS

Composition du jury :

LE PIERRÈS, Nolwenn
BERTIN, Yves
MISCEVIC, Marc
LEFÈVRE, Frédéric
LIPS, Stéphane
SARTRE, Valérie

Professeure (Université Savoie Mont Blanc)
Professeur (ENSMA)
Maître de Conférences HDR (UPS Toulouse)
Professeur (INSA-Lyon)
Maître de Conférences HDR (INSA-Lyon)
Maître de Conférences HDR (INSA-Lyon)

Présidente
Rapporteur
Rapporteur
Co-directeur de thèse
Co-directeur de thèse
Co-directrice de thèse