

THESE

Pour l'obtention du grade de

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

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016 Modifié par l'Arrêté du 26 Août 2022)

Ecole Doctorale :

MIMME Mathématiques, Informatique, Matériaux, Mécanique, Energétique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique et Combustion.

Présentée par :

Julien CANER

Simulation numérique d'une Boucle Diphasique Gravitaire par la méthode *Volume-of-Fluid*

Directeur de thèse : **Etienne VIDECOQ**

Co-encadrants : **Adel BENSELAMA**
Manuel GIRAULT

Soutenue le 5 février 2024

devant la Commission d'Examen

JURY

Rapporteurs :

Valérie SARTRE

Professeure, INSA, Lyon

François-Xavier DEMOULIN

Professeur, CORIA, Rouen

Membres du jury

Nadia CANET

Directrice de recherche, CEA LITEN, Grenoble

Etienne VIDECOQ

Professeur, ISAE-ENSMA, Poitiers

Adel BENSELAMA

Maître de conférences, ISAE-ENSMA, Poitiers

Manuel GIRAULT

Chargé de recherche, CNRS, Poitiers

Remerciements

Avant de rentrer dans le vif du sujet, je souhaite remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à l'accomplissement de ce travail de thèse.

En premier lieu, je tiens à remercier chaleureusement Valérie SARTRE et François-Xavier DEMOULIN d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail. Avec Nadia CANEY, je les remercie pour leur intérêt porté au sujet, pour leur analyse de mon manuscrit, leur participation à mon jury, ainsi que pour leur questions et remarques.

Aussi, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Etienne VIDECOQ, et mes co-encadrants de thèse Adel BENSELAMA et Manuel GIRAULT. Merci pour le partage de vos connaissances, vos remarques et interrogations, qui m'ont grandement aidé sur la compréhension des phénomènes physiques complexes mis en jeu. Merci pour le soutien que vous m'avez apporté au cours de ces trois années. Etienne, merci pour ton regard critique, ton retour d'expérience et surtout ton enthousiasme sur le sujet. Adel, merci pour ton optimisme, même dans les moments les plus difficiles. Merci pour tous les aménagements du ordinateur que tu as fait pour moi. Manu, merci pour tes précieux conseils, et ce même à 3h du mat ! J'ai vraiment apprécié travailler avec toi !

Je remercie également l'encadrement de l'école doctorale MIMME, Damien HALM et Alicia LECESVE, pour leur accompagnement. Sur ce point, je remercie Damien HALM et Nadia CANEY pour l'organisation en urgence de mon CSI de réinscription en quatrième année. Je remercie le personnel du laboratoire dans son ensemble, et plus particulièrement Catherine pour ta disponibilité et ta bonne humeur, Florian et Gildas pour votre entrain.

Aussi, je tiens à remercier mes compagnons de galère, sources de motivation et de maintien du moral, parmi l'ensemble des doctorants hébergés à l'institut PPrime. En particulier mes camarades de bureau, Aurélien et Hammouda, qui m'ont accompagné, et supporté, pendant ces trois années. Lucas et Antoine, merci pour tous ces bons moments passés à la salle d'escalade. Merci également à tous ceux que j'ai croisé de façon régulière : Mickaël, Agostino, Lucas, Vincent, Pierre, Bixente, Nia, Thibault, Maksym, Benjamin, Antoine, Clément, Yassine, Alexandre, Arun et à tous les autres qui s'ajoutent à cette longue liste !

Pour finir, je tiens à remercier mes proches, qui m'ont soutenu moralement tout au long de cette thèse.

Table des matières

Nomenclature	v
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xiii
Introduction	1
1 La Boucle Diphasique Gravitaire, un système de refroidissement passif	3
1.1 Introduction	4
1.2 Systèmes de refroidissement par changement de phase passifs	4
1.2.1 Thermosiphon et Caloduc	4
1.2.2 Boucles diphasiques	6
1.3 Fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire	8
1.3.1 Cycle de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire	9
1.3.2 Transfert de chaleur à l'évaporateur	10
1.3.3 Transfert de chaleur au condenseur	13
1.3.4 Régimes d'écoulements dans une Boucle Diphasique Gravitaire	16
1.4 Applications	21
1.4.1 Refroidissement de composants électroniques	21
1.4.2 Refroidissement dans les centrales nucléaires	22
1.4.3 Applications liées à l'énergie solaire	23
1.5 Conclusion	23
2 Approches pour la modélisation des écoulements diphasiques à changement de phase liquide-vapeur	25
2.1 Introduction	26
2.2 Rappel des équations de conservation monophasiques	27
2.3 Des équations monophasiques vers les équations diphasiques	29
2.4 Modèle à deux fluides monophasiques	32
2.4.1 Equations de conservation	32
2.4.2 Densité d'aire interfaciale	33
2.4.3 Modélisation de la turbulence	33
2.4.4 Fermeture des forces interfaciales	34
2.4.5 Fermeture des mécanismes de transfert de chaleur	36
2.4.6 Conclusion sur le modèle à deux fluides monophasiques	37
2.5 Modèle à un fluide diphasique	37
2.5.1 Evolution de l'interface	38

2.5.2	Modélisation des effets capillaires	45
2.5.3	Modélisation du changement de phase	46
2.5.4	Quelques exemples de simulations numériques VoF	53
2.6	Conclusion	60
3	Développement d'un solveur diphasique compressible avec change- ment de phase liquide-vapeur	63
3.1	Introduction	64
3.2	Fraction volumique de phase	65
3.3	Equations de conservation	66
3.4	Modélisation du changement de phase	67
3.5	Capture d'interface	68
3.6	Couplage solide-fluide	70
3.7	Méthodologie de résolution numérique	71
3.7.1	Le concept des volumes finis	71
3.7.2	Discretisation des équations	71
3.7.3	Stratégie de résolution	72
3.7.4	Conservation de la masse totale	74
3.7.5	Algorithme de résolution	75
3.8	Validation du solveur	75
3.8.1	Oscillateur bulles-bouchon	75
3.8.2	Problème de Stefan	78
3.8.3	Croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé	79
3.9	Conclusion	81
4	Modélisation d'une boucle diphasique gravitaire par la méthode VoF	91
4.1	Introduction	92
4.2	Géométrie et Conditions aux limites	92
4.3	Maillage, discrétisation et résolution	93
4.4	Configuration de référence	96
4.5	Présentation des outils de post-traitement	99
4.5.1	Mesures moyennées le long de la fibre neutre	99
4.5.2	Flux de chaleur à travers les parois solides	100
4.5.3	Mesure du débit masse	103
4.5.4	Résistance thermique et Temps de réponse	103
4.6	Résultats	105
4.6.1	Régimes d'écoulement	105
4.6.2	Bilan sur les parois solides	114
4.6.3	Comportement le long de la fibre neutre	123
4.6.4	Evolution temporelle	132
4.6.5	Oscillations du débit masse	134
4.7	Conclusion	137
5	Analyse de sensibilité d'une Boucle Diphasique Gravitaire	139
5.1	Introduction	140
5.2	Influence de la puissance imposée à l'évaporateur	140
5.2.1	Bilan dans le solide	140

5.2.2	Comportement le long de la fibre neutre	143
5.2.3	Champ moyen de fraction volumique	145
5.2.4	Evolution du débit masse	145
5.2.5	Bilan sur l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur	148
5.3	Influence du taux de remplissage	149
5.3.1	Configuration à 43 %	149
5.3.2	Configuration à 36 %	151
5.3.3	Comparaison avec la configuration de référence	154
5.3.4	Bilan sur l'influence du taux de remplissage	161
5.4	Conclusion	162
Conclusion		165
Bibliographie		167
Annexes		177
A	Quelques rappels de thermodynamique de l'équilibre liquide-vapeur	179
A.1	Equilibre de phases	179
A.1.1	Diagramme d'équilibre	179
A.1.2	Diagramme de Clapeyron	181
A.2	Effets capillaires	181
B	Condensation en film de Nusselt	185
C	Corrélations pour le modèle à deux fluides	189
C.1	Coefficient de portance	189
C.2	Coefficient de traînée	190
C.3	Modèle de partition de flux pour l'ébullition	191
D	Implémentation du modèle de changement de phase hybride dans OpenFOAM	193
E	Visualisation du maillage de la Boucle Diphasique Gravitaire	199
F	Caractéristiques du calculateur Amiral	203
G	Coefficient d'échange thermique monophasique	205

Nomenclature

Acronymes

BDG	Boucle Diphasique Gravitaire
BFDPT	Boucle Fluide Diphasique à Pompage Thermocapillaire
CLSVOF	<i>Coupled Level-Set/Volume-of-Fluid</i>
CPL	<i>Capillary Pumped Loop</i>
LHP	<i>Loop Heat Pipe</i>
LS	<i>Level-Set</i>
MULES	<i>Multidimensional Universal Limiter for Explicit Solution</i>
ONB	<i>Onset of Nucleate Boiling</i>
PCSS	<i>Passive Containment Cooling System</i>
PHP	<i>Pulsating Heat Pipe</i>
PISO	<i>Pressure-Implicit with Splitting of Operators</i>
PLIC	<i>Piecewise Linear Interface Reconstruction</i>
PSD	<i>Power Spectrum Density</i>
RSM	<i>Reynolds Stress equation Model</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SLIC	<i>Simple Line Interface Calculation</i>
TR	Taux de remplissage
VoF	<i>Volume-of-Fluid</i>

Symboles Grecs

α	fraction volumique de phase	
β	angle entre la direction de la normale et le centre de la cellule	
Δh_{lv}	enthalpie spécifique de changement d'état	J kg^{-1}
Δt	pas de temps	s
Δx	pas d'espace	m

δ	épaisseur du film de liquide	
$\Gamma_{p \rightarrow k}$	transfert de masse à l'interface	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
$\Gamma_{w \rightarrow k}$	transfert de masse à la paroi	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
κ	courbure de l'interface	m^{-1}
λ	conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Φ	puissance	W
ϕ	fonction indicatrice de phase	
Φ_{cond}	puissance au condenseur	W
Φ_{evap}	puissance à l'évaporateur	W
$\Phi_{p \rightarrow k}$	transfert d'énergie interne à l'interface	J m^{-3}
$\Phi_{w \rightarrow k}$	transfert d'énergie interne à la paroi	J m^{-3}
$\psi, [\psi]$	champ scalaire quelconque, discrétisé	
φ	densité de flux de chaleur imposée	W m^{-2}
ρ	masse volumique	kg m^{-3}
$\dot{\rho}$	terme source de changement de phase volumétrique	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
Σ_k^{Re}	tenseur des contraintes turbulentes	Pa
σ	tension superficielle	N m^{-1}
τ	constante de temps	s
$\boldsymbol{\tau}$	tenseur des contraintes visqueuses	Pa
ξ	coordonnée de la micro-région	

Nombres adimensionnés

Eo	Nombre d'Eötvös
Gr	Nombre de Grashof
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds

Symboles Latins

A	amplitude
$[A]$	matrice des coefficients de discrétisation
$a_{P,N}$	coefficients de discrétisation

A_i	densité d'aire interfaciale	m^{-1}
$[b]$	vecteur des termes sources	
C_p	capacité thermique spécifique à pression constante	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$\mathcal{D}$	système diphasique / sous-domaine associé à une phase	
E	énergie totale spécifique	J kg^{-1}
e	énergie interne spécifique	J kg^{-1}
F	facteur d'ajustement de fréquence	
f	coefficient d'accommodation	
F	fonction niveau de la méthode <i>Level-Set</i>	
f_U	fréquence d'oscillation d'une colonne de liquide dans un tube en U	Hz
f_{BDG}	fréquence d'oscillation du niveau de liquide dans la BDG	Hz
$\mathbf{F}_\sigma$	force de tension de surface	N m^{-3}
$g, \mathbf{g}$	accélération de la pesanteur (norme et vecteur)	m s^{-2}
h	enthalpie spécifique	J kg^{-1}
h_{conv}	coefficient de transfert de chaleur convectif	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
L	longueur de la colonne de liquide dans la BDG	m
L_b	largeur du bouchon de l'oscillateur bulles-bouchon	m
$\dot{m}$	débit masse	kg s^{-1}
$\mathbf{M}_{p \rightarrow k}$	transfert de quantité de mouvement à l'interface	m^{-1}
$m_{1,2}$	masse de vapeur de l'oscillateur bulles-bouchon	kg
$\mathbf{n}$	vecteur normal unitaire	
p	pression	Pa
$\mathbf{q}$	densité de flux thermique	W m^{-2}
q_{ch}	terme source d'énergie lié au changement de phase	W m^{-3}
q_{int}	flux de chaleur à l'interface lié au changement de phase	W m^{-2}
R	constante universelle des gaz parfaits	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
r	constante des gaz parfaits spécifique	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$R_{1,2}$	position de l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon	m
R_{th}	résistance thermique	K W^{-1}
r_e, r_c	facteurs de relaxation d'évaporation et de condensation	s^{-1}
S	surface	m^2
s	distance le long de la fibre neutre	m

s_P	terme source dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement discrétisée	
$S_{\{B,C,P,CD\}}$	termes sources de densité d'aire interfaciale	$\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$
T	température	K
t	temps	s
$\bar{T}$	température de mélange	K
T_{froide}	température de la source froide	K
$\mathbf{u}$	vecteur vitesse	m s^{-1}
u_1	vitesse de l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon	m
V	volume d'une cellule	m^{-3}
v	volume spécifique	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$

Exposants et Indices

cond	condenseur
evap	évaporateur
fluide	relatif au fluide
sat	état thermodynamique saturé
f	variable interpolée aux faces d'une cellule
i	indice générique pour une cellule
int	à l'interface liquide-vapeur
k	indice générique liquide ou vapeur
l	liquide
n	instant
s	solide
sf	relatif à la frontière solide/fluide
v	vapeur
w	relatif à la paroi

Table des figures

1.1	Schématisation et principe de fonctionnement d'un thermosiphon et d'un caloduc	6
1.2	Schématisation des Boucles Fluides Diphasique à Pompage Thermocapillaire	7
1.3	Schématisation d'une Boucle Diphasique Gravitaire	8
1.4	Diagramme de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire.	9
1.5	Schématisation du cycle d'ébullition sur une cavité	11
1.6	Courbe d'ébullition de Nukiyama	12
1.7	Régimes d'écoulement en tube vertical ascendant en ébullition convective	14
1.8	Régimes d'écoulements en condensation sur une surface plane	15
1.9	Coefficient d'échange en condensation sur une surface plane	15
1.10	Différents régimes d'ébullition dans une Boucle Diphasique Gravitaire	16
1.11	Effets de l'ébullition en geyser sur la pression, la température et l'écoulement	18
1.12	Evolution de la fréquence des oscillations avec le taux de remplissage et la puissance imposée.	19
1.13	Courbes de saturation du méthanol et de l'eau.	20
1.14	Comparaison des régimes d'écoulements entre l'eau et l'éthanol	21
2.1	Schématisation d'un système diphasique par des sous-domaines associés à chaque phase	30
2.2	Schématisation d'un système diphasique par une fonction indicatrice de phase	31
2.3	Schématisation du partitionnement de flux	36
2.4	Schématisation d'un maillage de type <i>Marker And Cell</i>	39
2.5	Schématisation de la méthode <i>Front-Tracking</i>	40
2.6	Illustration du passage de la fonction indicatrice de phase vers la fraction volumique VoF	41
2.7	Exemples d'interfaces pour une même valeur de fraction volumique	41
2.8	Reconstruction de l'interface pour la méthode VoF	42
2.9	Schématisation d'une iso-surface de l'algorithme <i>iso-advect</i>	43
2.10	Schématisation des isocontours de la fonction <i>Level-Set</i>	44
2.11	Schématisation des flux de chaleur de part et d'autre de l'interface	48
2.12	Calcul du gradient de température dans la direction normale à l'interface	49
2.13	Différentes échelles mises en jeu lors de l'ébullition nucléée	50
2.14	Régimes de croissance d'une bulle lors de l'ébullition	51
2.15	Schématisation du modèle d'évaporation à la ligne de contact	52
2.16	Schématisation de la BDG de Wang <i>et al.</i> (2017)	57
2.17	Schématisation de la BDG de Wang <i>et al.</i> (2022)	58

2.18	Schématisation de la BDG de Yao <i>et al.</i> (2022)	59
3.1	Algorithme de résolution du solveur.	82
3.2	Schématisation de l'oscillateur bulles-bouchon.	83
3.3	Evolution temporelle de la position R_1 et des pression et vitesse associées à l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon pour différentes finesses du maillage.	84
3.4	Erreur relative sur la fraction volumique de liquide de l'oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages	85
3.5	Evolution temporelle de la position R_1 et des pression et vitesse associées à l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages avec la correction de masse totale désactivée.	86
3.6	Erreur relative sur la fraction volumique de liquide de l'oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages avec la correction de masse totale désactivée	87
3.7	Configuration du problème de Stefan	87
3.8	Evolution temporelle de la position de l'interface pour le problème de Stefan.	88
3.9	Evolution temporelle du profil de température pour le problème de Stefan avec le maillage fin	88
3.10	Schématisation d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé	89
3.11	Initialisation de la bulle avec un domaine symétrique.	89
3.12	Evolution temporelle du rayon de la bulle.	90
3.13	Illustration de la croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé	90
4.1	Schématisation des frontières et conditions aux limites thermiques de la BDG.	94
4.2	Maillage du coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur	95
4.3	Etat initial de la BDG dans la configuration de référence	97
4.4	Loi de saturation du méthanol	98
4.5	Puissance imposée à l'évaporateur.	99
4.6	Représentation du découpage en <code>cellZone</code> dans la ligne liquide horizontale	100
4.7	Etat initial avec la représentation le long de la fibre neutre	101
4.8	Schématisation du découpage de la paroi solide-fluide pour la mesure des flux thermiques	102
4.9	Sections de mesure du débit masse et abscisse curviligne associées	104
4.10	Evolution de la fraction volumique de phase dans l'évaporateur au démarrage de la boucle	107
4.11	Illustration de l'écoulement d'un bouchon de liquide dans la ligne vapeur.	108
4.12	Recouvrement des parois du condenseur par un film de liquide suite à l'expulsion d'un bouchon de liquide depuis l'évaporateur et à la condensation de la vapeur.	109
4.13	Illustration de la recondensation d'une bulle de vapeur dans l'évaporateur	110
4.14	Illustration de la croissance d'une bulle de Taylor dans la partie supérieure de l'évaporateur	111
4.15	Illustration de la croissance d'une bulle de Taylor dans la partie inférieure de l'évaporateur	113

4.16	Champ moyen et écart-type de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent	114
4.17	Bilan de puissance brut sur les parois solides	116
4.18	Bilan de puissance lissé sur les parois solides	117
4.19	Evolution temporelle de la température au milieu de la paroi solide de l'évaporateur	118
4.20	Profils de température dans la paroi solide de l'évaporateur	119
4.21	Profils de densité de flux à la paroi et de coefficient d'échange thermique le long de l'évaporateur	119
4.22	Lignes de champ du gradient de température dans le solide intérieur	120
4.23	Evolution temporelle de la température dans la paroi solide du condenseur	121
4.24	Profils de température dans la paroi solide du condenseur	121
4.25	Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur.	122
4.26	Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants 0,0 s, 2,95 s, 3,2 s, 3,3 s et 3,5 s	124
4.27	Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants 0,0 s, 3,85 s, 4,65 s, 5,15 s, 5,45 s et 5,50 s	126
4.28	Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants 50 s, 100 s, 150 s, 200 s, 250 s et 300 s	128
4.29	Tracé des variables le long de la fibre neutre (fenêtre de 10 s) aux instants 50 s, 100 s, 150 s, 200 s, 250 s et 300 s	130
4.30	Tracé des intervalles de variation à 1 écart-type des variables le long de la fibre neutre	131
4.31	Evolution temporelle des variables primaires	133
4.32	Débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur.	135
4.33	Zoom sur le débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur.	136
4.34	Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur.	137
5.1	Variation de la puissance imposée à l'évaporateur.	141
5.2	Bilan de puissance sur les parois solides lissé pour la puissance de 57,5 W	141
5.3	Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour la puissance de 57,5 W.	142
5.4	Evolution des variables le long de la fibre neutre (moyenne glissante) avec la puissance imposée à l'évaporateur	144
5.5	Champs moyens et écart-type de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent selon la puissance imposée à l'évaporateur	146
5.6	Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour la puissance de 57,5 W.	148
5.7	Variation des profils de fraction volumique de phase et de pression le long de l'abscisse curviligne à l'état initial avec le taux de remplissage	150

5.8	Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour le taux de remplissage de 43 %	151
5.9	Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour un taux de remplissage de 43 %	152
5.10	Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour le taux de remplissage de 36 %	153
5.11	Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour un taux de remplissage de 36 %	154
5.12	Profil de température dans la paroi solide de l'évaporateur pour différents taux de remplissage	155
5.13	Profil de température dans la paroi solide du condenseur pour différents taux de remplissage	156
5.14	Evolution des variables le long de la fibre neutre (moyenne glissante) avec le taux de remplissage	157
5.15	Champs moyens et écart-type de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent selon le taux de remplissage	159
A.1	Diagramme d'équilibre des phases d'un corps pur dans le plan (p, T). . .	180
A.2	Diagramme de Clapeyron	182
A.3	Schématisation de l'angle de contact et des forces capillaires.	183
B.1	Schématisation de la condensation en film de Nusselt	185
E.1	Maillage de l'entrée de la ligne liquide et l'évaporateur	200
E.2	Maillage du coude entre la ligne liquide et l'évaporateur	200
E.3	Maillage du coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur	201

Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif des BDG présentées.	23
2.1	Récapitulatif des simulations présentées.	61
3.1	Conditions initiales pour l'oscillateur bulles-bouchon.	76
3.2	Propriétés de l'eau à saturation (1 atm, 373,15 K).	79
4.1	Répartition des cellules le long de la fibre neutre	95
4.2	Schémas de discrétisation utilisés	96
4.3	Propriétés thermophysiques du méthanol.	98
5.1	Variation du débit masse moyen à travers différentes sections de la BDG avec la puissance imposée à l'évaporateur.	147
5.2	Variation du débit masse moyen à travers différentes sections de la BDG avec le taux de remplissage.	160
5.3	Fréquence d'oscillation du liquide selon le taux de remplissage.	161
5.4	Récapitulatif des performances des BDG simulées.	163
C.1	Corrélations pour le coefficient de traînée	190
E.1	Répartition des cellules le long de la fibre neutre.	199
F.1	Propriétés des nœuds de calcul du calculateur Amiral.	203
G.1	Propriétés thermophysiques du méthanol liquide.	205

Introduction

L'avancée remarquable de l'électronique de puissance s'est accompagnée à la fois d'une augmentation des puissances de fonctionnement et d'une miniaturisation, ces deux éléments amenant à des densités de flux de chaleur dégagées de plus en plus importantes. Si elle n'est pas évacuée, cette chaleur contribue à la dégradation des systèmes. Le refroidissement par circulation d'un fluide en convection forcée devient insuffisant, et il est alors nécessaire de développer parallèlement des systèmes de refroidissement plus performants. Parmi ceux-là, on peut mentionner les systèmes de refroidissement par changement de phase liquide-vapeur. Le transfert de chaleur est associé au changement d'état du fluide et exploite la chaleur latente en complément de la chaleur sensible. En effet, grâce au changement de phase, la chaleur est essentiellement absorbée par transfert latent à la source chaude, puis évacuée à la source froide par le processus inverse. Puisque l'enthalpie de changement d'état est généralement élevée, les systèmes de refroidissement par changement de phase sont ainsi capables de dissiper d'importantes densités de flux sans montée substantielle de température. Par exemple, il faut environ 335 kJ pour élever la température d'1 litre d'eau de 20 à 100 °C, alors qu'il faut environ 2200 kJ pour totalement l'évaporer une fois à 100 °C, soit un rapport de quantité de chaleur de 7 un un rapport de conductance infini ! La conductance thermique des systèmes de refroidissement par changement de phase est alors dans la pratique bien plus élevée que pour les systèmes conventionnels convecto-radiatifs.

Parmi les différents systèmes développés, la Boucle Diphasique Gravitaire (BDG) est basée sur la circulation d'un fluide caloporteur à l'état de saturation dans une conduite fermée. Une partie de la boucle, l'évaporateur, reçoit le flux de chaleur d'une source à refroidir. Une autre portion de la boucle, le condenseur, est connectée à la source froide afin de rejeter cette chaleur vers l'environnement extérieur. La densité de flux est dissipée par vaporisation du liquide à l'évaporateur, et évacuée par condensation de la vapeur au condenseur. En plaçant le condenseur à une cote supérieure à celle de l'évaporateur, la circulation de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur et le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur sont assurés par simple effet gravitaire. Aucun système mécanique tel qu'une pompe n'est donc nécessaire pour assurer la circulation du fluide, et l'on parle alors de système de refroidissement passif.

Cette thèse s'inscrit dans le développement de modèles de taille compacte capables de reproduire fidèlement le comportement thermique et hydraulique des systèmes à changement de phase liquide-vapeur. Ce travail a été initié dans la thèse de Serge Bodjona à partir d'une modélisation détaillée issue d'une formulation monodimensionnelle de mélange homogène (Bodjona *et al.*, 2017, 2018). Dans le cadre de cette thèse, il s'agit d'améliorer le modèle détaillé afin de se rapprocher encore plus de l'écoulement diphasique réel, par

la prise en compte du suivi de l'interface liquide-vapeur, des effets capillaires et de la topologie de l'écoulement proche paroi.

Le premier chapitre de ce mémoire présente une synthèse bibliographique de différents systèmes de refroidissement basés sur le changement de phase liquide-vapeur. Une attention particulière est portée sur le principe de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire. Les mécanismes de changement de phase liés à l'ébullition et à la condensation sont rappelés, et le phénomène d'ébullition en geyser est décrit. Enfin, différentes applications des BDG sont présentées afin d'illustrer la variété des domaines concernés.

Le chapitre 2 est une synthèse de l'état de l'art de différentes modélisations des écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur. Les écritures des équations de conservation diphasiques pour les modèles à deux fluides et à un fluide sont développées à partir des équations monophasiques. La méthode *Volume-of-Fluid* est introduite, avec notamment le traitement de l'interface et du changement de phase. Enfin, différentes simulations de systèmes à changement de phase liquide-vapeur sont présentées.

Le chapitre 3 se rapporte à l'élaboration d'un solveur diphasique compressible avec changement de phase liquide-vapeur. Le modèle mathématique retenu pour représenter l'écoulement dans la Boucle Diphasique Gravitaire est décrit. La méthode de résolution dans OpenFOAM par la méthode des volumes finis est ensuite présentée. Enfin, le solveur développé est confronté à trois cas de validation disposant d'une solution analytique connue : un oscillateur bulles-bouchon, le problème de Stefan et la croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé.

Le chapitre 4 définit une configuration de référence pour la modélisation d'une Boucle Diphasique Gravitaire type par la méthode *Volume-of-Fluid*. La géométrie, les conditions aux limites, l'état initial et les propriétés thermophysiques sont précisés. Les différents outils d'analyse de données sont également présentés. Ce chapitre se conclut sur la présentation des résultats obtenus dans cette configuration de référence. Ces résultats portent dans un premier temps sur l'analyse qualitative des régimes d'écoulement obtenus numériquement. Ensuite, l'analyse asymptotique des puissances échangées à travers les parois détermine la constante de temps du système, et atteste de l'obtention d'un régime pseudo-permanent. Le calcul de la résistance thermique vient compléter cette analyse des performances de la BDG.

Le dernier chapitre est une analyse de sensibilité sur la Boucle Diphasique Gravitaire. Les performances de la configuration de référence sont confrontées à d'autres cas de calcul. Dans un premier temps l'influence de la puissance à l'évaporateur est étudiée. Ensuite l'analyse porte sur l'influence du taux de remplissage. L'objectif de cette analyse est de déterminer quels sont les avantages et inconvénients de ces différentes configurations.

Ce mémoire se solde par un rappel du cadre, un résumé des principaux résultats obtenus ainsi que les enseignements à en tirer. Plusieurs voies d'amélioration et d'ouvertures à prospecter relatives à l'étude des Boucles Diphasiques Gravitaires sont finalement proposées.

Chapitre 1

La Boucle Diphasique Gravitaire, un système de refroidissement passif

Sommaire

1.1	Introduction	4
1.2	Systèmes de refroidissement par changement de phase passifs	4
1.2.1	Thermosiphon et Caloduc	4
1.2.2	Boucles diphasiques	6
1.3	Fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire	8
1.3.1	Cycle de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire	9
1.3.2	Transfert de chaleur à l'évaporateur	10
1.3.3	Transfert de chaleur au condenseur	13
1.3.4	Régimes d'écoulements dans une Boucle Diphasique Gravitaire	16
1.4	Applications	21
1.4.1	Refroidissement de composants électroniques	21
1.4.2	Refroidissement dans les centrales nucléaires	22
1.4.3	Applications liées à l'énergie solaire	23
1.5	Conclusion	23

1.1 Introduction

L'avancée remarquable de l'électronique de puissance s'est accompagnée de la miniaturisation des systèmes, nécessitant un refroidissement très performant. Une des solutions consiste à utiliser des boucles fluides diphasiques. Le fonctionnement de ces systèmes de refroidissement est basé sur la circulation d'un fluide caloporteur en boucle fermée entre une source chaude, l'évaporateur, et une source froide, le condenseur. Le transfert de chaleur est associé au changement d'état du fluide, avec évaporation du liquide à l'évaporateur et condensation de la vapeur au condenseur. Il exploite la chaleur latente au lieu de la chaleur sensible, ce qui permet de dissiper d'importantes densités de flux avec de faibles montées en température.

Divers systèmes exploitant ce phénomène ont été développés, parmi lesquels les systèmes de refroidissement passifs par changement de phase liquide-vapeur, dont les principaux types sont présentés dans la section 1.2. L'attention est ensuite portée sur le cycle de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire dans la section 1.3. Différents régimes de transfert de chaleur par changement de phase lors de l'ébullition et la condensation sont rappelés, avant de décrire une instabilité particulière observée lors du fonctionnement d'une BDG : l'ébullition en geyser. Enfin, diverses applications de la BDG dans les domaines du refroidissement de l'électronique, d'équipements dans les centrales nucléaires ou liées à l'énergie solaire sont présentées dans la section 1.4.

1.2 Systèmes de refroidissement par changement de phase passifs

Les systèmes de refroidissement peuvent être distingués selon deux catégories : actifs et passifs. Les systèmes actifs sont caractérisés par la présence d'un ventilateur ou d'une pompe pour mettre en mouvement le fluide caloporteur. Dans les systèmes passifs, la circulation du fluide est généralement assurée naturellement par la gravité ou les forces capillaires. Puisqu'aucune pièce mécanique n'est en mouvement, ces systèmes sont réputés plus fiables et plus durables. De plus, ils ne nécessitent aucun apport d'énergie pour assurer leur fonctionnement. Divers systèmes de refroidissement passifs ont été développés, parmi lesquels on peut citer les caloducs (Faghri, 2018; Nikolayev, 2021; Slobodeniuk, 2022), les thermosiphons (Hoang, 2018) et les boucles diphasiques (Lachassagne, 2010; Cao *et al.*, 2020). Les applications de ces systèmes couvrent de nombreux domaines, aussi bien terrestres que spatiaux.

1.2.1 Thermosiphon et Caloduc

Le thermosiphon et le caloduc sont basés sur la circulation d'un fluide caloporteur à l'état de saturation dans une enceinte fermée. Leur géométrie s'apparente à un tube composé d'un évaporateur au contact d'une source chaude et d'un condenseur au contact d'une source froide. L'évaporateur et le condenseur sont séparés par une zone adiabatique, et celle-ci peut mesurer plusieurs mètres. La chaleur est absorbée à l'évaporateur par ébullition et évaporation, puis rejetée vers l'environnement par condensation au condenseur. L'énergie est alors prélevée et restituée sous forme de chaleur latente et s'accompagne

donc d'un transfert de masse. Le transport de la chaleur entre les sources chaude et froide se fait par circulation de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur et retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur. Le déplacement de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur est causé par l'augmentation de pression dans la vapeur suite à l'évaporation. Le retour du liquide vers l'évaporateur peut être effectué de différentes manières. Sont alors distingués les caloducs capillaires, où le retour du liquide est assuré par pompage capillaire, et les thermosiphons, où le liquide retombe par gravité. Leurs principes de fonctionnement sont illustrés sur la [Figure 1.1](#).

1.2.1.i Thermosiphon

Puisque le retour du liquide est assuré par la gravité, le condenseur doit être placé au-dessus de l'évaporateur (voir [Figure 1.1a](#)). L'ébullition est déclenchée lorsqu'une source de chaleur est appliquée à l'évaporateur. La vapeur ainsi produite dans la partie inférieure du thermosiphon, monte vers le condenseur à cause des effets gravitaires (différence de masse volumique entre les deux phases) et de la différence de pression entre l'évaporateur et le condenseur. La chaleur est évacuée au condenseur, et la vapeur qui se condense forme un film de liquide qui s'écoule le long de la paroi adiabatique jusqu'à l'évaporateur. Le liquide et la vapeur s'écoulent donc à contre-courant. Ce type de dispositifs est donc impacté entre autres par la limite dite d'entraînement dans laquelle un très fort débit de vapeur en contre-sens peut finir par empêcher le ruissellement naturel du liquide et donc la réalimentation de l'évaporateur ([Romestant, 2000](#)).

1.2.1.ii Caloduc

Le caloduc est un système breveté par R. S. Gaugler en 1942 ([Gaugler, 1942](#)) qui permet le transport de chaleur entre une source chaude et une source froide. Sous certains aspects, son fonctionnement s'apparente à celui des thermosiphons, sauf que la paroi interne est recouverte d'une structure capillaire (mèche poreuse par exemple, voir [Figure 1.1b](#)). Cette mèche sépare le liquide et la vapeur. L'interface liquide-vapeur est fractionnée en un ensemble de ménisques situés en général à la surface de la mèche poreuse. Au niveau de chaque ménisque, la courbure de l'interface se traduit par une différence de pression entre les deux phases.

Le liquide s'évapore au contact de la mèche poreuse située dans la section de l'évaporateur. Suite à l'évaporation, la vapeur se déplace vers le condenseur, où elle cède de la chaleur à la source froide, et se condense. L'interface liquide/vapeur au niveau de l'évaporateur est très courbée, alors qu'elle est presque plate au niveau du condenseur. Cette différence de courbure du ménisque se traduit par une différence de pression capillaire le long de la mèche poreuse. Ce gradient de pression capillaire force le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur à travers la mèche poreuse. Le retour du liquide vers l'évaporateur est ainsi assuré par les forces capillaires, et le caloduc peut fonctionner selon ce cycle qu'importe son orientation, à la condition que la pression capillaire soit supérieure aux pertes de charges ([Faghri, 2018](#)). Très peu utilisé à sa découverte, l'intérêt porté au caloduc devient grandissant aux Etats-Unis dans les années 1960 pour le refroidissement de technologies spatiales, avec plusieurs travaux publiés au *Los Alamos Laboratory*.

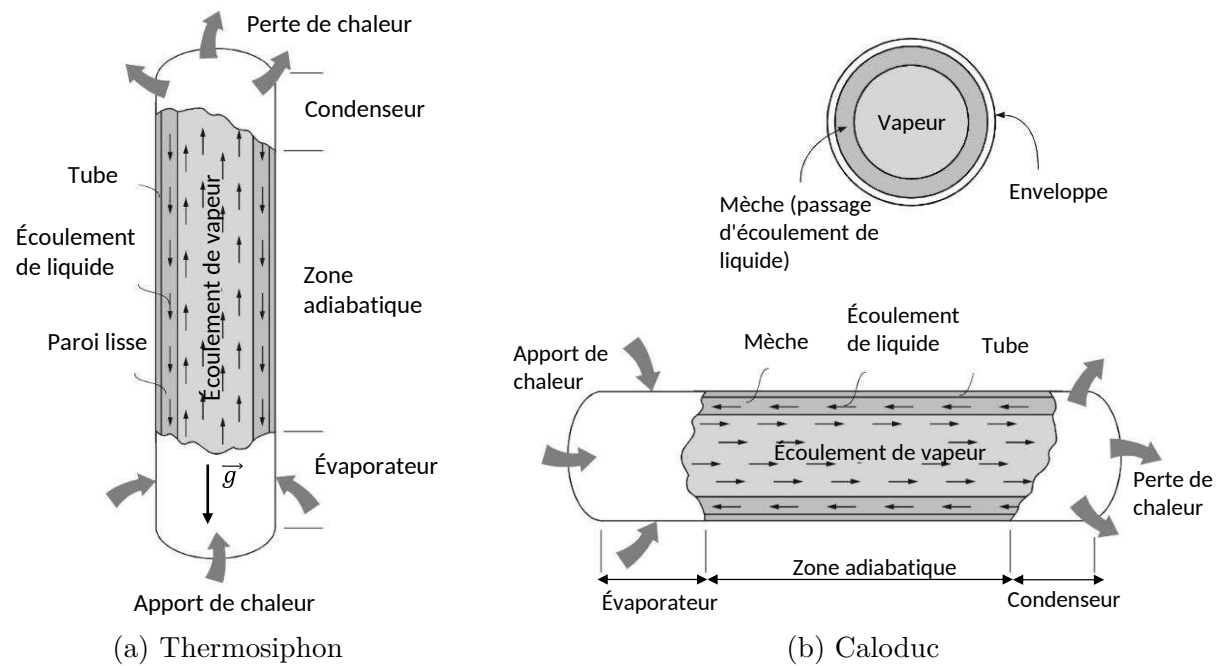


FIGURE 1.1 – Schématisation et principe de fonctionnement (a) d'un thermosiphon et (b) d'un caloduc (d'après Hoang (2018)).

1.2.1.iii Caloduc oscillant

Le caloduc oscillant ou PHP (*Pulsating Heat Pipe*) est formé d'un serpentin de dimension capillaire, c'est-à-dire de diamètre inférieur à la longueur capillaire du fluide caloporteur. Une partie de ce serpentin est connectée à l'évaporateur et une autre au condenseur. Ces deux zones peuvent éventuellement être séparées par une portion adiabatique. Le serpentin consiste en l'enroulement d'un tube lisse formant des allers-retours entre l'évaporateur et le condenseur. Les phases du fluide sont distribuées de manière aléatoire dans le tube en une succession de poches de vapeur et bouchons de liquide séparés par les effets de la tension superficielle, au vu de la dimension capillaire de ce tube. Lorsque la différence de température entre l'évaporateur et le condenseur atteint un certain seuil, la croissance des bulles à l'évaporateur et leur implosion au condenseur se traduit par un effet de pompage erratique. Les poches et les bouchons sont mis en mouvement, qualifié d'« oscillant », selon des allers-retours complexes entre l'évaporateur et le condenseur (Nikolayev, 2021; Slobodeniuk, 2022).

1.2.2 Boucles diphasiques

Les boucles diphasiques sont une évolution du caloduc, et s'en distinguent par le fait que les phases vapeur et liquide circulent dans le même sens dans des lignes distinctes. L'évaporateur et le condenseur sont donc reliés par deux conduites majoritairement constituées de vapeur (de l'évaporateur vers le condenseur) et de liquide (du condenseur vers l'évaporateur). Comme pour les caloducs, les boucles diphasiques peuvent être catégorisées en boucle fluide diphasique à pompage thermocapillaire (BFDPT) et boucle diphasique gravitaire (BDG).

1.2.2.i Boucle Fluide Diphasique à Pompage Thermocapillaire

Les BFDPT ont été développées en parallèle par les Etats-Unis et l'ex URSS lors de la course à la conquête spatiale. Deux types de boucles ont alors été inventés :

- les *Capillary Pumped Loop* (CPL) par les Etats-Unis à la fin des années 1960 ;
- les *Loop Heat Pipe* (LHP) par l'URSS au début des années 1970.

Ces deux systèmes sont basés sur le même principe de fonctionnement. Comme pour les caloducs, la circulation de fluide est effectuée par pompage capillaire. Le liquide s'évapore à la surface de la structure poreuse qui forme l'évaporateur. Les forces capillaires imposent une différence de pression entre les deux phases qui constitue le moteur d'écoulement du fluide. Ce saut de pression doit compenser toutes les pertes de charge générées par la circulation du fluide à travers tous les éléments de la boucle.

La différence notable entre les CPL et LHP se situe dans la localisation du réservoir. Celui-ci est rempli d'un mélange liquide-vapeur à saturation. La pression à l'interface liquide-vapeur sert de référence pour l'ensemble de la boucle et notamment pour la température de saturation du fluide. Il sert également de vase d'expansion. Le réservoir est placé dans la ligne liquide entre le condenseur et l'évaporateur pour les boucles CPL, et est accolé à l'évaporateur dans les boucles LHP (voir [Figure 1.2](#)). Cela se traduit par une différence de lien thermique entre le réservoir et le reste de la boucle. Les deux systèmes manifestent alors des comportements différents pour une même sollicitation. Pour plus de détails sur les BFDPT, le lecteur peut se référer par exemple à [Lachassagne \(2010\)](#).

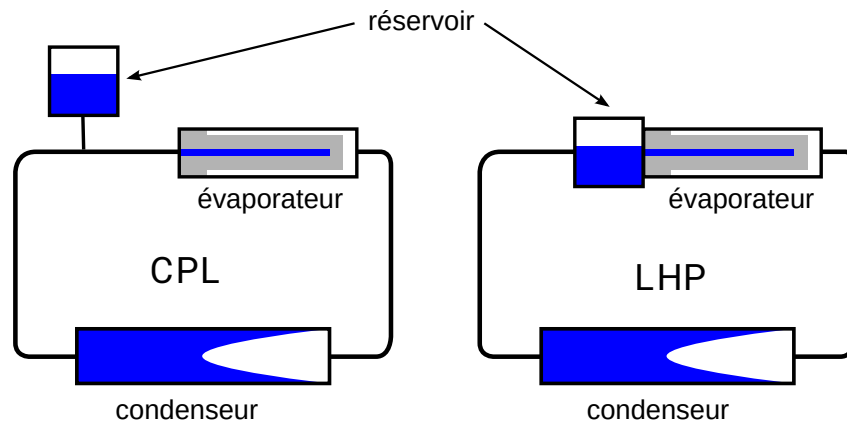


FIGURE 1.2 – Schématisation des Boucles Fluides Diphasiques à Pompage Thermocapillaire (d'après ([Lachassagne, 2010](#))).

1.2.2.ii Boucle Diphasique Gravitaire

Dans les Boucles Diphasiques Gravitaires (BDG), la gravité est motrice pour l'écoulement. L'évaporateur et le condenseur sont placés de part et d'autre de la boucle et reliés par une ligne liquide et une ligne vapeur comme illustré par la [Figure 1.3](#). Suite à l'évaporation du liquide dans l'évaporateur et à la condensation de la vapeur dans le condenseur, la colonne de fluide côté évaporateur est riche en vapeur et la colonne de fluide côté condenseur est riche en liquide. Comme pour le thermosiphon, il est nécessaire de placer le condenseur plus haut que l'évaporateur. La différence de masse volumique

entre la vapeur et le liquide se traduit par une force d'Archimède entre les deux colonnes qui met en mouvement la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur dans la ligne vapeur et le liquide du condenseur vers l'évaporateur dans la ligne liquide.

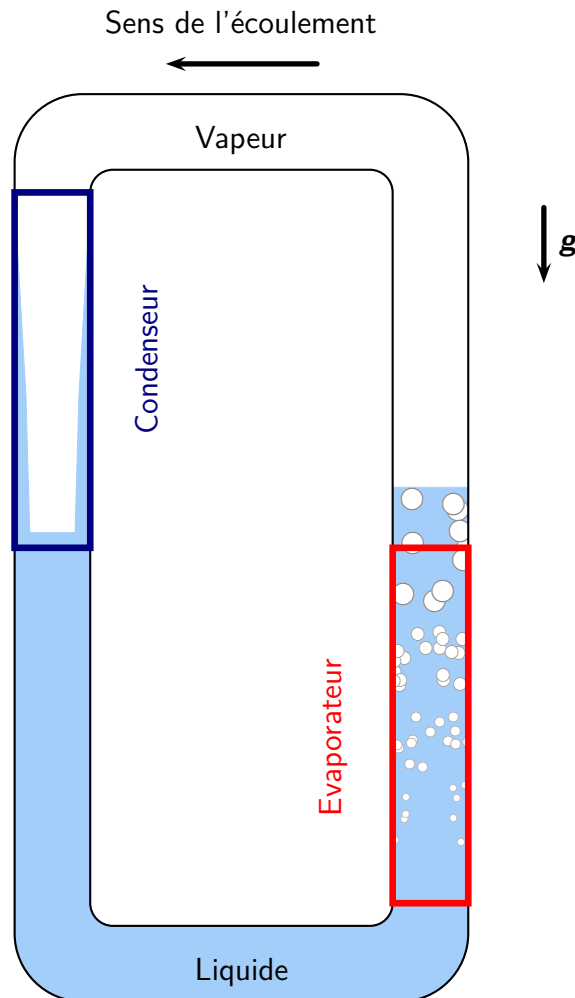


FIGURE 1.3 – Schématisation d'une Boucle Diphasique Gravitaire

1.3 Fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire

Le principe de fonctionnement d'une BDG a été succinctement décrit avec les autres systèmes de refroidissement passif. Nous nous y intéressons ici plus profondément. Afin de faciliter la compréhension, quelques éléments de thermodynamique de l'équilibre liquide-vapeur sont rappelés en [Annexe A](#). Dans un premier temps, le cycle de fonctionnement d'une BDG est présenté. Le regard est ensuite porté vers les deux éléments fondamentaux de la boucle, l'évaporateur et le condenseur. Ils sont directement impliqués dans les mécanismes de changement de phase. Le déclenchement de l'ébullition nucléée et les différents

régimes d'écoulements pouvant être rencontrés lors de l'ébullition et la condensation sont alors décrits. Enfin, l'instabilité d'ébullition en geyser est discutée.

1.3.1 Cycle de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire

Le fonctionnement d'une BDG est basé sur la circulation d'un fluide caloporteur en boucle fermée. Les modes de fonctionnement d'une BDG peuvent être décrits à partir d'un diagramme T-s, comme illustré par la Figure 1.4.

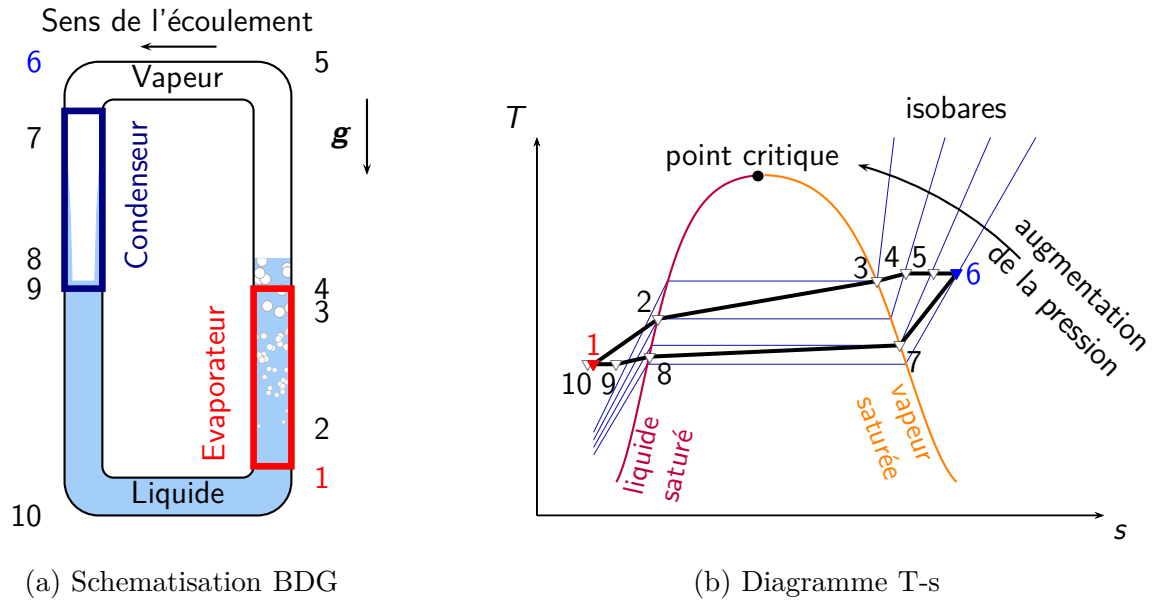


FIGURE 1.4 – Diagramme de fonctionnement d'une Boucle Diphasique Gravitaire.

Le liquide sous-refroidi entre dans l'évaporateur à l'état 1. Il est chauffé jusqu'à la température de saturation. En remontant dans l'évaporateur, la pression diminue à cause des effets hydrostatiques (la pente de la courbe entre l'état 1 et l'état 2 est moins importante que celles des isobares). A cet état 2, le changement de phase peut débuter. Le liquide a l'état de saturation absorbe la chaleur de l'évaporateur et se vaporise. Le titre vapeur¹ augmente jusqu'à l'état de vapeur saturée, état 3. Si l'état 3 se situe dans l'évaporateur, la vapeur est surchauffée jusqu'à la fin de l'évaporateur, à l'état 4. Sinon la vapeur n'est pas surchauffée et l'état 4 est confondu avec l'état 3. L'écoulement dans la ligne vapeur verticale (état 4 à état 5) est presque isotherme. Dans la colonne vapeur (montante) la pression diminue faiblement à cause des effets hydrostatiques et visqueux jusqu'à l'état 5. Dans la ligne vapeur horizontale la perte de pression est liée uniquement aux pertes de charge jusqu'à l'état 6. La vapeur entre dans le condenseur et est refroidie jusqu'à l'état de saturation, état 7. La pression peut augmenter ou diminuer selon que les effets hydrostatiques ou les effets visqueux soient dominants. L'état 7 correspond au déclenchement de la condensation : la vapeur cède de l'énergie et se condense. Le titre vapeur diminue jusqu'à devenir nul à l'état 8. Si l'état 8 se situe dans le condenseur, le

1. fraction massique de vapeur

liquide est sous-refroidi jusqu'à l'état 9 en sortie du condenseur. Sinon les états 8 et 9 sont confondus. L'écoulement dans la ligne liquide verticale (état 9 à état 10) est également presque isotherme. Dans cette ligne verticale la pression augmente à cause des effets hydrostatiques jusqu'à l'état 10, où la pression est la plus élevée dans la BDG. Dans la ligne liquide horizontale, la pression diminue légèrement à cause des pertes de charge, pour compléter le cycle jusqu'à l'état 1.

Théoriquement, une BDG a une résistance thermique minimale si la totalité du transfert de chaleur s'effectue par changement de phase. En effet, la surchauffe de la vapeur et le sous-refroidissement du liquide dégradent la résistance thermique par un transfert de chaleur sensible. L'état idéal nécessite alors que la température de saturation soit uniforme dans la boucle, et par conséquent que la pression soit uniforme également. Cela est contradictoire avec les effets hydrostatiques nécessaires pour la circulation du fluide dans la boucle. L'efficacité maximale est alors obtenue lorsque la différence de température entre l'entrée de l'évaporateur (état 1) et l'entrée du condenseur (état 6) est minimale.

1.3.2 Transfert de chaleur à l'évaporateur

La densité de flux thermique imposée à la paroi externe de l'évaporateur est transférée par conduction à travers la paroi solide, puis par conduction entre le solide et le liquide. La différence notable de conductivité thermique entre le solide et le liquide amène une montée en température de la paroi. Cette surchauffe se traduit par l'apparition du phénomène d'ébullition nucléée à l'interface entre le liquide et la paroi solide.

1.3.2.i Introduction à la nucléation

La formation de vapeur dans un liquide est appelée nucléation homogène. Toutefois, la surchauffe du liquide nécessaire à la formation d'un embryon de vapeur (*thermodynamic limit of superheat*) est très élevée, proche de 600 K pour l'eau dans les conditions atmosphériques. La présence d'une paroi solide (de rugosité plus ou moins importante) modifie considérablement les conditions d'apparition de la nucléation. En effet, au contact de la paroi solide, des embryons de vapeur ou de gaz incondensables peuvent être piégés naturellement dans des cavités, nécessitant une surchauffe moindre pour le déclenchement de la nucléation. Cette dernière est ainsi favorisée par la présence d'une paroi solide, et l'on parle de nucléation hétérogène. Puisque la surchauffe nécessaire est plus faible, ce type de nucléation est bien plus fréquemment observé. D'après le critère de [Hsu \(1962\)](#), la croissance d'un embryon piégé de vapeur s'effectue à la condition que la température du liquide au sommet de la bulle (au plus loin de la paroi solide) soit au moins égale à la température de saturation de la vapeur. Pour cela, le rayon des embryons de vapeur doit être compris entre deux valeurs dépendant de la surchauffe et des propriétés du fluide. Si le rayon est trop faible, l'embryon nécessite une surchauffe plus élevée pour être activé. S'il est trop élevé, le sommet de la bulle va quitter la couche limite thermique et se recondenser. Lorsque le rayon de l'embryon de vapeur se situe dans la bonne plage, une bulle de vapeur se forme. L'activation des sites de nucléation est donc progressive avec la montée en température de la paroi.

La croissance des bulles de vapeur peut être représentée par un cycle schématisé par la [Figure 1.5](#). Ce cycle est décomposé en cinq étapes :

- après le départ d'une bulle de vapeur, le liquide à la température T_∞ entre en contact avec la paroi à $T_w > T_\infty$. On parle alors de noyage du voisinage du site de nucléation. Ce dernier est alors inactif puisque la température du liquide avoisinant est trop faible ;
- un temps d'attente t_w est nécessaire pour que la couche limite thermique se reforme par conduction dans le liquide. Le site de nucléation devient de nouveau actif ;
- la bulle de vapeur émerge du site de nucléation et croît rapidement (croissance inertielle) avec une forme presque hémisphérique. Une fine micro-couche de liquide est située entre la base de la bulle et la paroi solide. L'évaporation de cette micro-couche contribue grandement au transfert de chaleur ;
- la croissance de la bulle ralentit et l'on parle de croissance limitée thermiquement. Les effets capillaires sont dominants et la bulle adopte une forme plus sphérique ;
- à partir d'un certain rayon, les effets gravitaires et/ou hydrodynamiques dominent les effets capillaires et la bulle se détache. Un embryon de vapeur reste piégé dans la cavité et le cycle peut recommencer.

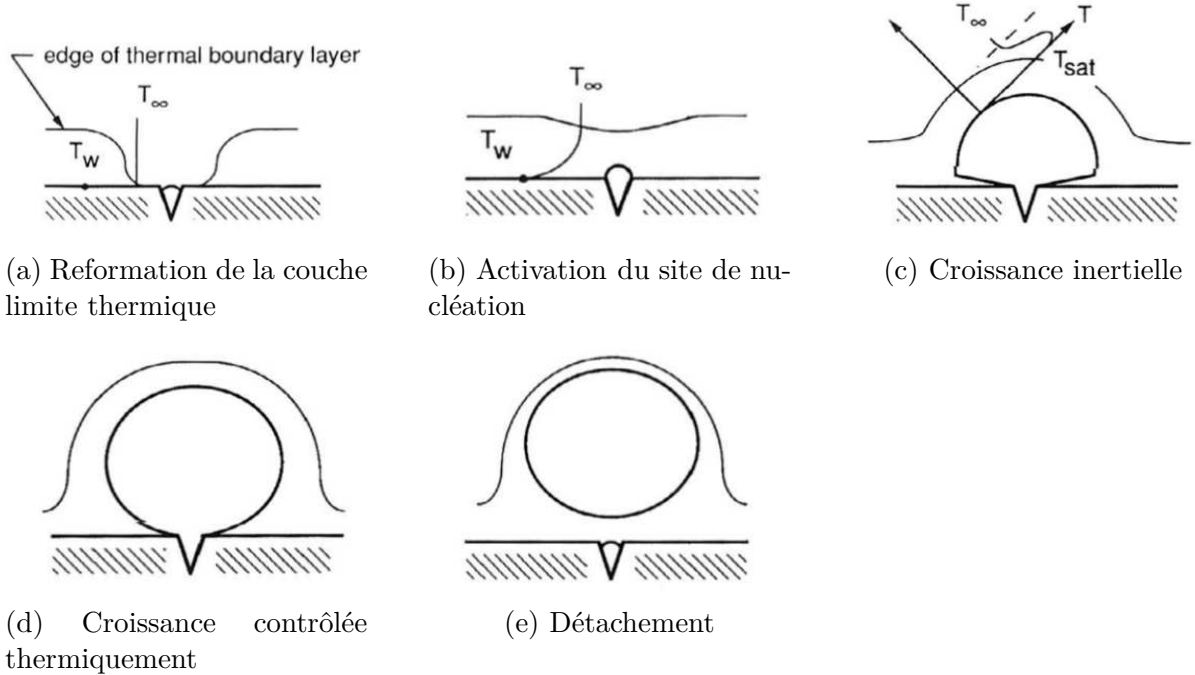


FIGURE 1.5 – Schématisation du cycle d'ébullition sur une cavité (d'après Carey (2020)).

1.3.2.ii Régimes d'ébullition

Les différents régimes d'ébullition en vase² en fonction de la surchauffe de la paroi ont été mis en évidence expérimentalement par Nukiyama (Nukiyama, 1966), par immersion d'une plaque chauffée dans un liquide maintenu à l'état de saturation. Dans son étude, il mesure l'évolution de la densité de flux en fonction de la surchauffe de la paroi

2. ébullition d'un liquide sur une paroi solide en l'absence de circulation forcée, l'eau qui bout dans une casserole par exemple.

$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$, et identifie différents régimes d'ébullition. L'allure de la courbe obtenue, représentée sur la [Figure 1.6](#), est appelée courbe d'ébullition. Lorsque la densité de flux est très faible (jusqu'au point A), la température de paroi n'est pas assez élevée pour déclencher la nucléation et un régime de convection naturelle monophasique est observé. Au point A, la surchauffe de la paroi devient suffisante pour déclencher l'ébullition (*Onset of Nucleate Boiling* - ONB), le transfert thermique est amélioré. Le segment AB correspond au régime d'ébullition nucléée avec des bulles isolées. De plus en plus de sites de nucléation sont activés lorsque la densité de flux augmente et de plus en plus de vapeur est formée. Sur le segment BC, la coalescence est importante et des jets sont formés. Le point P correspond à une inflexion de la courbe d'ébullition. Bien que la densité de flux augmente avec la surchauffe, le coefficient d'échange associé commence à diminuer. Le point C correspond au flux critique (*Critical Heat Flux*). Lorsque la densité de flux dépasse cette valeur, la quantité de vapeur est trop importante pour que la paroi reste globalement mouillée, le transfert thermique se dégrade fortement et une hausse notable de la température est observée (point D). Ce phénomène s'appelle la crise d'ébullition. La vapeur recouvre totalement la paroi pour former un film mince. Le transfert de chaleur se fait par conduction à travers ce film et vaporisation à l'interface liquide-vapeur. Parmi ces différents régimes, l'ébullition nucléée est le mode de transfert de chaleur le plus efficace, avec un transfert élevé pour une montée en température faible, et est donc le plus recherché pour des applications industrielles.

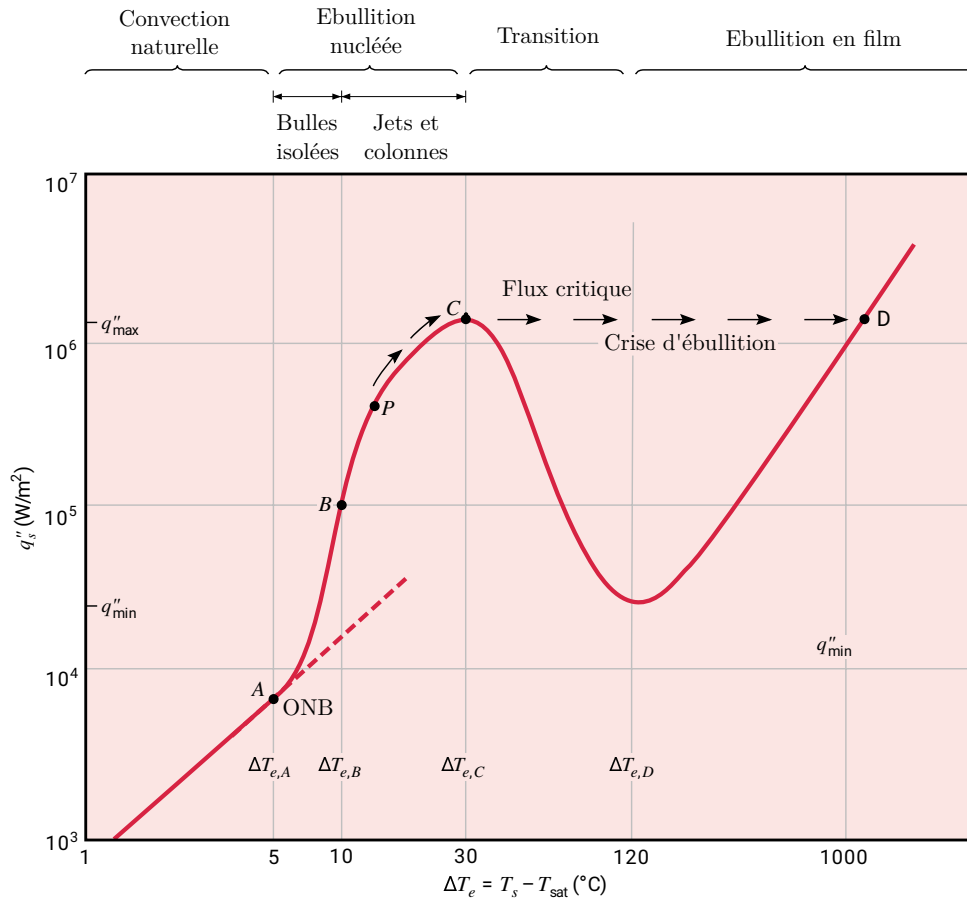


FIGURE 1.6 – Courbe d'ébullition pour l'eau à 1 atm (adapté de [Incropera et al. \(2006\)](#)).

Les phénomènes d'écoulement en convection forcée avec apport de chaleur à la paroi peuvent également prendre de multiples formes. La vapeur est générée par deux mécanismes : ébullition nucléée à la paroi et évaporation au niveau des interfaces présentes au sein de l'écoulement. La [Figure 1.7](#) schématise l'évolution d'un écoulement liquide-vapeur avec apport d'énergie sur les parois latérales. Le liquide sous-saturé est injecté par le bas de la conduite avec un débit constant. Dans cette région, l'écoulement est monophasique. La température du liquide augmente avec celle de la paroi. Lorsque la température de la paroi atteint la température de saturation, l'ébullition ne commence pas encore puisque cette température est insuffisante pour l'activation des sites de nucléation. Lorsque la température de la paroi atteint cette température d'activation, des bulles commencent à croître au contact de la paroi surchauffée. Ces bulles se détachent et migrent vers le cœur de l'écoulement, alors que celui-ci est toujours sous-refroidi. Les bulles se condensent et l'énergie associée réchauffe le liquide au cœur de l'écoulement. Il s'agit du régime d'ébullition nucléée sous-saturée. La condensation des bulles est accompagnée d'une augmentation progressive de la température du liquide (et de sa pression) jusqu'à la température de saturation. Au fur et à mesure de cette montée en température, l'écoulement sous-saturé contient de plus en plus de bulles pour atteindre un régime d'ébullition pleinement développée, puis le régime d'ébullition saturée. L'abondance de bulles de plus en plus grosses qui coalescent se traduit par la formation de poches de vapeur. Lorsque les bulles ont un diamètre proche du diamètre de la conduite, des poches de vapeur se déplacent le long du tube, séparées par des bouchons de liquide qui peuvent éventuellement contenir des bulles plus petites. Il s'agit alors d'un écoulement à poches-bouchons. En plus de l'ébullition nucléée, le transfert de chaleur se fait également aux interfaces liquide/vapeur. Lorsque la quantité de vapeur augmente encore, les poches de vapeur deviennent instables, et l'écoulement devient annulaire : une fine épaisseur de liquide recouvre la paroi et la vapeur s'écoule dans la partie centrale. Le transfert de chaleur est effectué par convection forcée à travers le film de liquide et le changement de phase a lieu au niveau de l'interface entre le film liquide et la vapeur. A cause de la vitesse de la vapeur nettement supérieure à celle du liquide, le film est ondulé et des gouttes de liquide peuvent être arrachées du film. Lorsque la totalité du film de liquide s'est évaporée, et donc que la paroi est asséchée, le transfert de chaleur se dégrade brutalement et la température de la paroi augmente significativement. Le transfert de chaleur s'effectue par convection et évaporation de quelques gouttes de liquide qui peuvent subsister dans la vapeur. Une fois toutes les bulles évaporées, l'écoulement devient monophasique vapeur et le transfert de chaleur est effectué par convection.

La détermination d'un coefficient d'échange lors du transfert de chaleur par ébullition convective reste toutefois délicate. En effet, les transferts thermiques à la paroi sont liés à de nombreux mécanismes tels que les dynamiques de formation, croissance et détachement des bulles ; les interactions entre bulles successives et adjacentes, ainsi que l'état de paroi.

1.3.3 Transfert de chaleur au condenseur

Lorsque de la vapeur entre en contact avec une paroi dont la température est inférieure à la température de saturation de la vapeur, cette dernière se condense sur la paroi. Le changement de phase se traduit par la libération de chaleur à l'interface liquide-vapeur, transférée à la paroi à travers l'épaisseur de liquide. Le transfert est ainsi d'autant plus

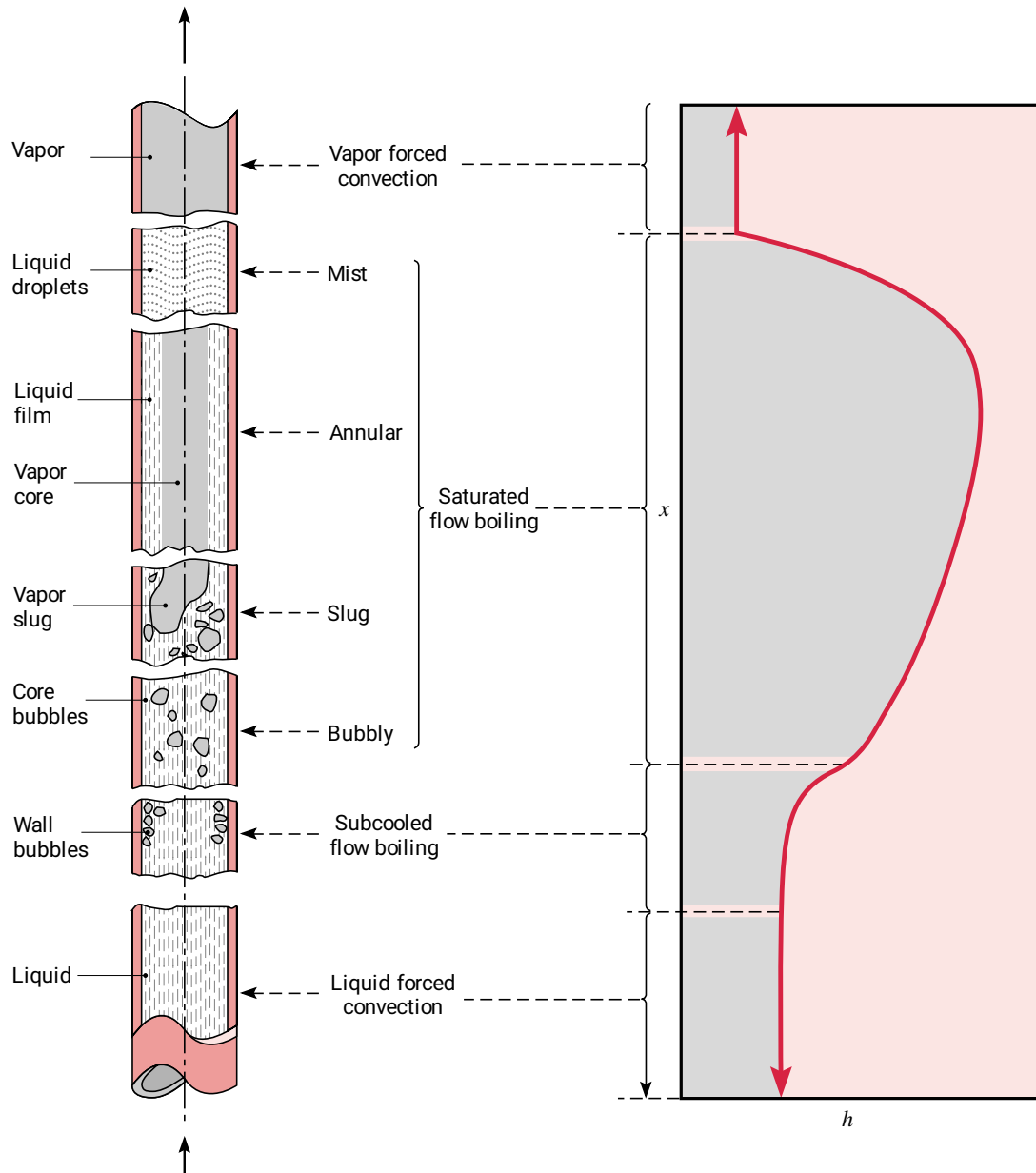


FIGURE 1.7 – Régimes d'écoulement en tube vertical ascendant en ébullition convective (d'après Incropera *et al.* (2006)). Les régimes d'écoulements sont schématisés sur la gauche et l'évolution du coefficient d'échange est représentée sur la droite.

efficace que cette épaisseur est faible (Sacadura, 1980; Incropera *et al.*, 2006). L'aspect visuel du condensat caractérise deux types de condensation sur une paroi verticale froide. Si celui-ci recouvre la totalité de la paroi, on parle de condensation en film de Nusselt (Figure 1.8a). Si maintenant à la place des gouttelettes se forment sur la paroi, on parle de condensation en gouttes (Figure 1.8b).

Lors de la condensation dans un tube vertical, le film se forme le long de la paroi interne et la vapeur s'écoule le long du film, de façon similaire à un écoulement annulaire. L'épaisseur du film formé augmente le long de la conduite et son aspect dépend de l'interaction entre l'écoulement de vapeur et celui de liquide (Figure 1.8c). A cause de la

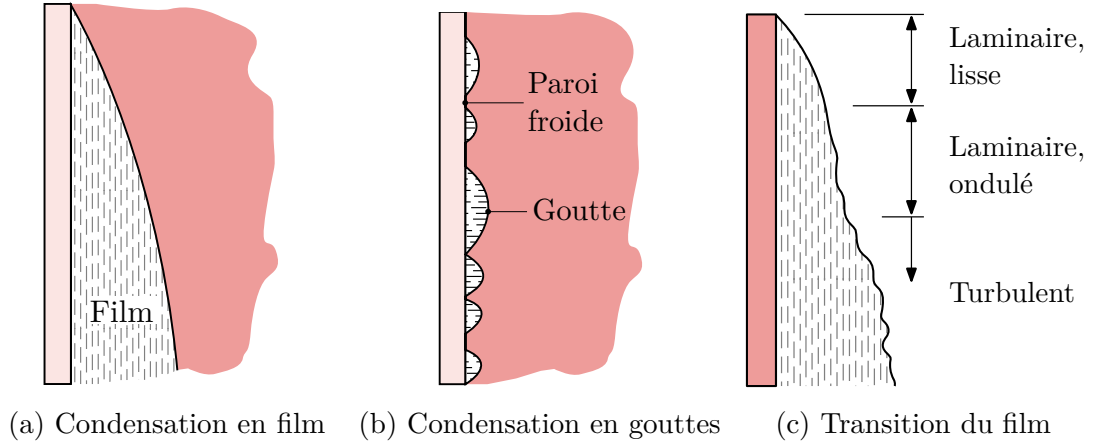


FIGURE 1.8 – Régimes d'écoulements en condensation sur une surface plane (adapté de Incropera *et al.* (2006)).

complexité de ces interactions, le coefficient d'échange thermique est déterminé à partir de corrélations. Dans le cadre d'un film laminaire, le coefficient de transfert peut être modélisé par le modèle de Nusselt, détaillé en Annexe B. La surface du film de Nusselt est parfaitement régulière. Lorsque le film s'épaissit, celui-ci se déforme, sa surface est balayée par des vaguelettes liées à l'instabilité de Rayleigh-Plateau : on parle de film laminaire ondulé. Lorsque le film s'épaissit d'avantage, les vaguelettes sont de plus en plus nombreuses et le régime d'écoulement devient turbulent. Dans le cas de films laminaires, le coefficient d'échange dépend principalement du nombre de Reynolds. Le régime turbulent ajoute une dépendance au nombre de Prandtl. Ces dépendances sont illustrées sur la Figure 1.9.

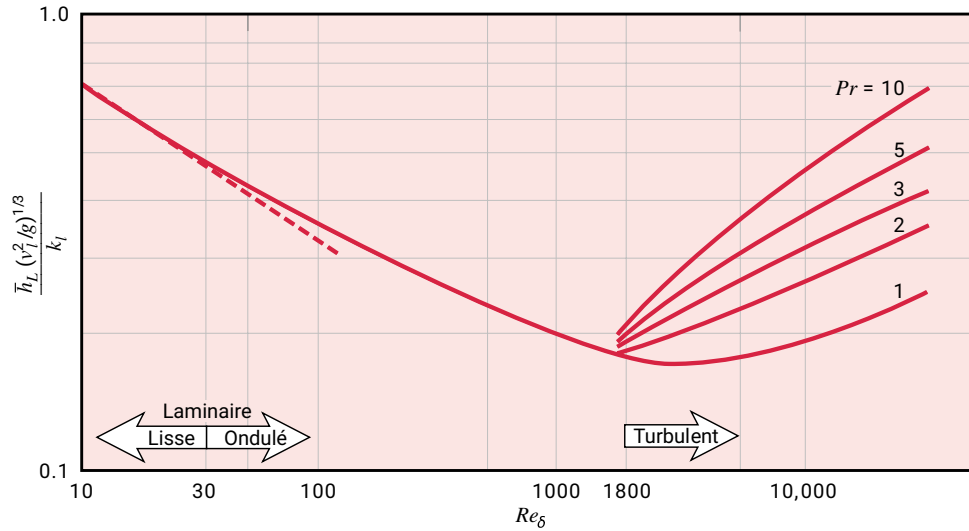


FIGURE 1.9 – Coefficient d'échange en condensation sur une surface plane (adapté de Incropera *et al.* (2006)).

Si la surface de la paroi est hydrophobe, le condensat ne mouille pas intégralement la paroi - aucun film n'est formé - et à la place, des gouttelettes sont visibles. Le coefficient d'échange est généralement plus élevé que pour la condensation en film, puisque la résistance par conduction à travers le film est essentiellement supprimée.

1.3.4 Régimes d'écoulements dans une Boucle Diphasique Gravitaire

Nous avons vu que le principe de fonctionnement d'une BDG est basé sur le changement de phase liquide-vapeur à l'évaporateur et au condenseur. Lorsque le fluide de travail est chauffé à l'évaporateur, la chaleur est transférée au liquide jusqu'à atteindre une certaine surchauffe pour laquelle des bulles de vapeur se forment à la paroi. Cette formation de bulles à l'évaporateur est illustrée par la [Figure 1.10](#). Dans certaines conditions de fonctionnement, des bulles de Taylor se forment et sont piégées par un bouchon de liquide. Lorsque la pression dans la poche de vapeur dépasse un certain seuil, le liquide au dessus de la bulle est propulsé de l'évaporateur vers le condenseur. Ce cycle d'accumulation d'énergie dans le liquide à l'évaporateur, propulsion du liquide puis retour du liquide n'est pas sans rappeler l'eau qui jaillit par intermittence dans un geyser, qui a donné son nom à cette instabilité.

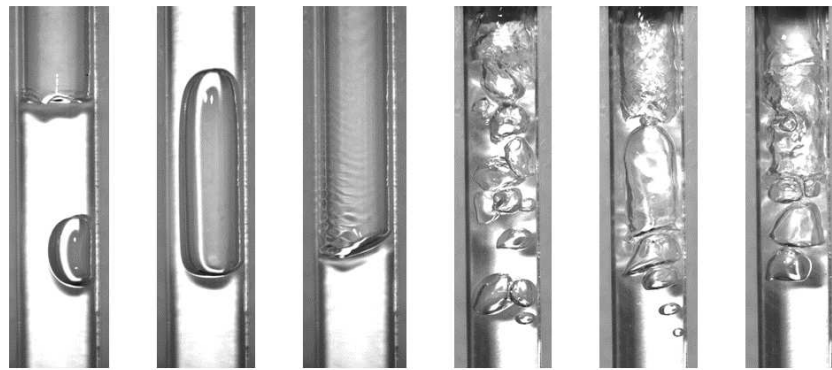


FIGURE 1.10 – Différents régimes d'ébullition dans une Boucle Diphasique Gravitaire. Les trois images de gauche correspondent à la croissance d'une bulle de Taylor. Les trois images de droite correspondent à la formation de bulles plus petites avec une forte coalescence.

L'ébullition en geyser est un phénomène qui n'est pas spécifiquement lié à l'écoulement dans une BDG, mais peut apparaître dès lors qu'une colonne partiellement remplie de liquide est chauffée dans sa partie inférieure ([Aritomi et al., 1993](#); [Tong et al., 2014](#); [Chen et al., 2015](#)). Ces études montrent que l'ébullition en geyser est fortement dépendante de paramètres aussi bien thermiques tels que la puissance imposée ou le sous-refroidissement ; que géométriques comme la longueur et le diamètre de la conduite. Toutefois, les effets de chacun de ces paramètres sur la compréhension détaillée du mécanisme d'ébullition en geyser restent encore mal maîtrisés. Cette instabilité peut par exemple provoquer des fluctuations de température, pression et débit masse qui peuvent induire une fatigue thermique de la paroi. Dans ce qui vient, quelques études du phénomène d'ébullition en geyser dans des BDG sont brièvement rappelées.

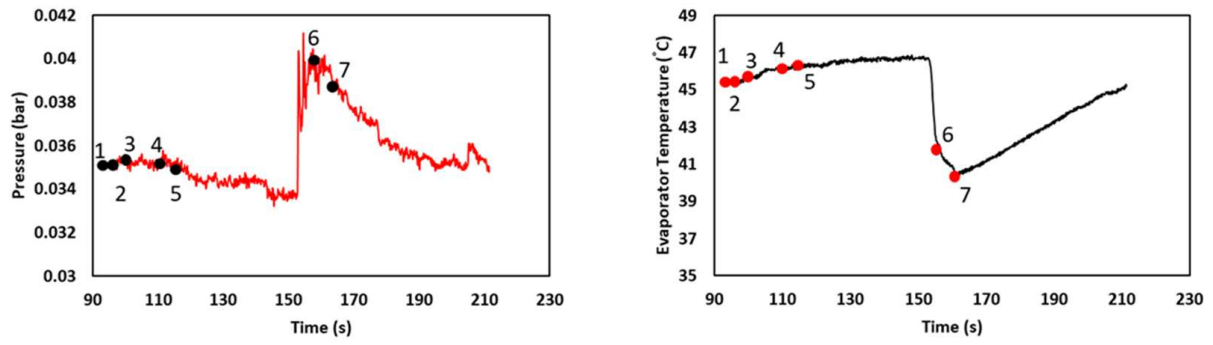
Une occurrence de l'ébullition en geyser est illustrée sur la [Figure 1.11](#), d'après les travaux de [Elkholy et Kempers \(2020\)](#) pour une BDG remplie à 28 % d'eau et une puissance de 20 W. Quelques bulles sont formées à $t = 97,65$ s et coalescent à $t = 98,1$ s. Il est observé que la nouvelle bulle décroît en remontant l'évaporateur, ce qui peut être lié à de la condensation de vapeur dans une région de liquide plus frais. Ces remontées successives de vapeur se traduisent par des variations de la hauteur de liquide, qui peuvent expli-

quer les petites oscillations de pression et température. Des bulles de Taylor sont formées aux instants $t = 98,7\text{ s}$ et $t = 100,2\text{ s}$, mais les effets gravitaires sont insuffisants pour vaincre les effets visqueux et empêcher que ces bulles circulent vers le condenseur. Soit elles se déforment ($t = 98,7\text{ s}$) soit elles se recondensent en de plus petites poches avant de remonter le long de l'évaporateur ($t = 100,2\text{ s}$). A partir de $t = 112,8\text{ s}$, la pression dans la boucle commence à diminuer, jusqu'à environ $t = 157\text{ s}$, favorisant la croissance des bulles dans l'évaporateur. A $t = 157,62\text{ s}$ une montée soudaine de la pression et une diminution de la température sont observées lors de l'ébullition en geyser. L'écoulement au condenseur devient agité, l'apparition d'un film de liquide et le passage de bulles de vapeur sont observés. La baisse de température à l'évaporateur est liée à l'écoulement de liquide sous-refroidi du condenseur vers l'évaporateur. Le liquide propulsé de l'évaporateur vers le condenseur cause un déséquilibre de poids de liquide entre les deux colonnes, qui se traduit par la circulation du liquide. Après l'instant $163,2\text{ s}$, la température de l'évaporateur remonte progressivement puisqu'il n'y a presque plus d'ébullition, et la pression diminue à cause de la condensation au condenseur.

Liu *et al.* (2018) ont étudié l'ébullition en geyser dans une BDG à travers la visualisation de l'écoulement et des mesures expérimentales de fluctuations de pression et de température. Ces expériences sont réalisées avec du R134a pour onze densités de flux entre 20 et 220 W cm^{-2} et neuf taux de remplissage entre 53 et 90% . Dans leur configuration, le phénomène d'ébullition en geyser n'apparaît pas pour les taux de remplissage inférieurs à 63% quelle que soit la puissance appliquée (dans la plage de fonctionnement citée). Pour les autres taux de remplissage, les auteurs montrent que les profils de fluctuations de température et pression sont d'abord stables à faible densité de flux, puis deviennent instables en augmentant la densité de flux avant de finalement redevenir stables. Pour chaque taux de remplissage, l'ébullition en geyser n'est pas observée lorsque la densité de flux est trop faible ou trop élevée. De plus, l'amplitude de la plage de densités de flux favorables au développement des instabilités dépend également du taux de remplissage : par exemple 75 à 90 W cm^{-2} à un taux de remplissage de 85% contre 145 à 190 W cm^{-2} à 66% .

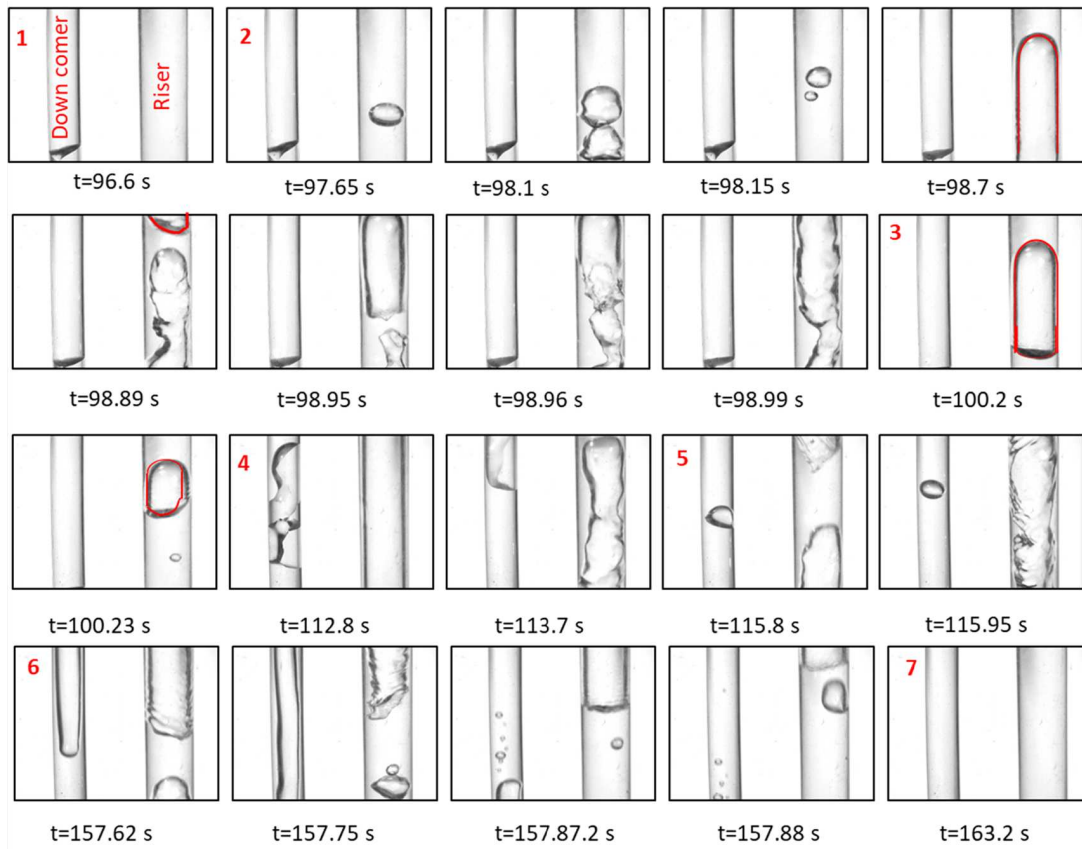
L'analyse PSD (*Power Spectrum Density*) des fluctuations de pression permet de déterminer la fréquence des oscillations. La Figure 1.12 présente l'évolution de la fréquence des oscillations avec le taux de remplissage et la puissance imposée. Pour les taux de remplissage de 66 à 76% , la fréquence des oscillations diminue avec le taux de remplissage. Ensuite, pour les taux de remplissage de 76 à 90% , la tendance est inversée : la fréquence des oscillations augmente avec le taux de remplissage.

Les auteurs de cette étude expliquent que les contributions cumulées du déclenchement de l'ébullition et d'une colonne de liquide plus petite à propulser se traduisent par une fréquence plus élevée. En effet la surchauffe nécessaire augmente avec le niveau de liquide (à cause de l'augmentation de pression). Il y a donc plus d'évaporation à une puissance donnée lorsque le taux de remplissage est faible. Les effets de flottabilité sont donc plus importants, alors même que la hauteur de liquide à déplacer est plus faible ! De même, ils indiquent que lorsque le taux de remplissage est élevé, une plus grande partie de la boucle est occupée par du liquide sous-refroidi, et donc le temps nécessaire pour la réalimentation de l'évaporateur en liquide sous-refroidi est plus faible, ce qui raccourcit alors la période du cycle d'ébullition en geyser (et donc augmente la fréquence). La surperposition de ces effets expliquerait d'abord la baisse de la fréquence avec le taux de remplissage, puis son



(a) Pression

(b) Température



(c) Visualisation de l'écoulement dans les colonnes du condenseur (*downcomer*) et de l'évaporateur (*riser*)

FIGURE 1.11 – Effets de l'ébullition en geyser sur : (a) la pression, (b) la température et (c) l'écoulement ; d'après [Elkholy et Kempers \(2020\)](#). Le capteur de pression est placé dans le liquide sous le condenseur et le thermocouple est placé dans le fluide juste au dessus de l'évaporateur.

augmentation. De plus, pour un taux de remplissage donné, les auteurs observent que la fréquence des oscillations augmente avec la densité de flux.

Cette expérience est répétée en remplaçant le R134a par l'eau pour le taux de remplissage de 76 %. Les auteurs montrent que la densité de puissance nécessaire à l'apparition de l'ébullition en geyser est également dépendante du fluide de travail. Elle est nettement

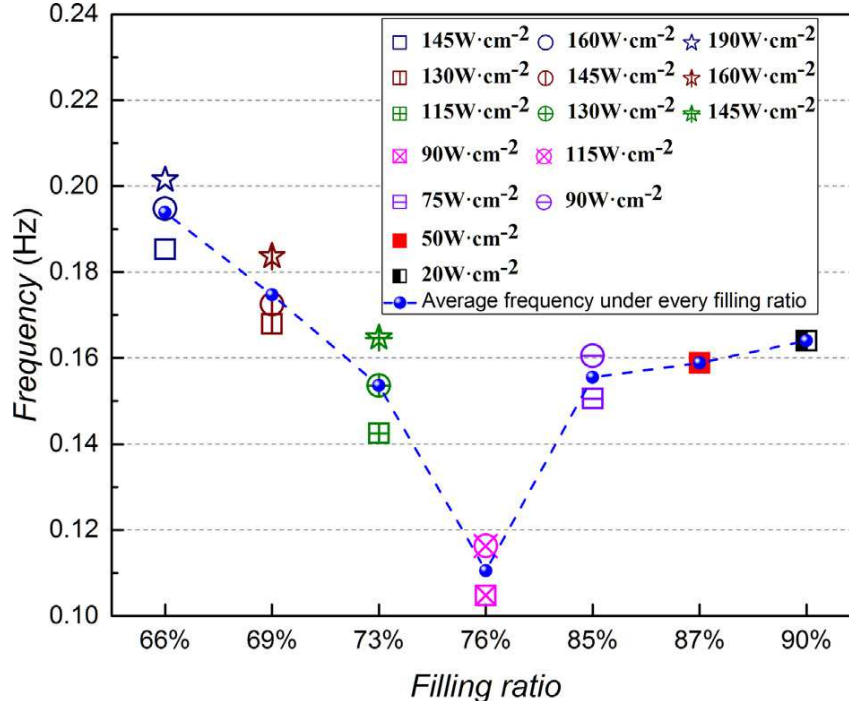


FIGURE 1.12 – Evolution de la fréquence des oscillations avec le taux de remplissage et la puissance imposée.

plus élevée pour l'eau : 145 à 190 W cm^{-2} contre 90 à 115 W cm^{-2} pour le R143a. La fréquence des fluctuations de pression est également nettement plus faible pour l'eau.

Cette étude est ensuite complétée pour des plages de taux de remplissage et densité de flux respectivement élargies de 38 à 87 % et 35 à 395 W cm^{-2} , toujours avec le frigorigène R134a comme fluide de travail (Liu *et al.*, 2019). Les effets de l'inclinaison par rapport au plan horizontal sont également étudiés. Leurs résultats permettent de classer les taux de remplissage selon trois groupes basés sur les régimes d'écoulements observés et les performances : faible de 38 à 53 %, intermédiaire de 64 à 76 % et élevé de 80 à 87 %. Lorsque le taux de remplissage est élevé, l'assèchement de la paroi est peu probable mais la montée en densité de puissance est limitée par une augmentation rapide de la pression dans la boucle. L'ébullition en geyser apparaît sur une fine plage de faibles densité de puissance. Quel que soit le taux de remplissage étudié, la résistance thermique diminue lorsque la densité de puissance augmente. Les taux de remplissage intermédiaires sont les plus marqués par le phénomène d'ébullition en geyser. La résistance thermique augmente en général lorsque le taux de remplissage augmente. Cette résistance est la plus élevée pour un taux de remplissage de 76 % peu importe la densité de puissance appliquée. Enfin, lorsque le taux de remplissage est faible, le régime permanent est obtenu sans apparition de l'ébullition en geyser. La résistance thermique dépend alors peu de la densité de flux de chaleur appliquée. Cette dernière peut d'ailleurs prendre des valeurs plus importantes que pour les autres taux de remplissage. Toutefois, des assèchements locaux sont encore plus susceptibles de se produire, provoquant des surchauffes locales et des oscillations de la température.

L'inclinaison par rapport au plan horizontal a peu d'effet lorsque le taux de remplissage est élevé. Pour les autres taux de remplissage, la résistance thermique diminue avec

l'angle d'inclinaison par rapport à la verticale. [Liu *et al.* \(2019\)](#) expliquent que les interfaces liquide-vapeur à l'évaporateur et au condenseur sont allongées lorsque la boucle est inclinée, augmentant ainsi la surface disponible pour le changement de phase, et donc diminuant la résistance thermique. Une observation très similaire est faite par [Hoang \(2018\)](#). Toutefois, il faut s'attendre à un angle d'inclinaison limite au-delà duquel le pompage gravitaire n'est plus suffisant pour vaincre les pertes de charge induites par l'écoulement.

[Elkholy et Kempers \(2020\)](#) ont étudié expérimentalement le phénomène d'ébullition en geyser dans une BDG. Les effets de la puissance (de 20 à 160 W), du taux de remplissage (de 11 à 38 %), de la surface de l'évaporateur ainsi que du fluide de travail (eau ou éthanol) ont été analysés. La comparaison entre l'eau et l'éthanol montre que la résistance thermique est plus faible avec ce dernier, en particulier pour les faibles puissances. Les fluctuations de température de l'évaporateur sont plus faibles avec l'éthanol, mais les fluctuations de pression sont plus importantes. Ceci est directement corrélé à la courbe de saturation de chaque fluide, voir [Figure 1.13](#).

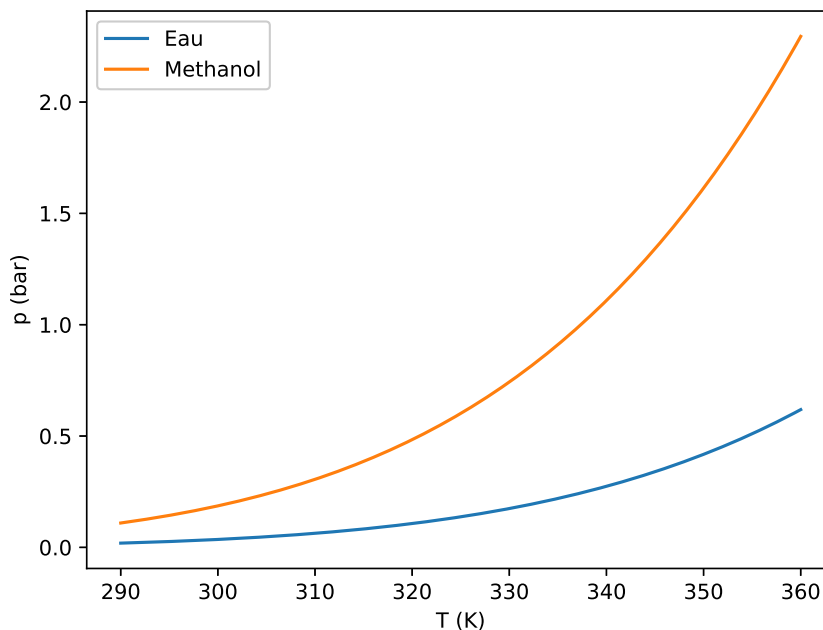


FIGURE 1.13 – Courbes de saturation du méthanol et de l'eau.

De plus les régimes d'écoulement à l'évaporateur sont radicalement différents. Que ce soit à 20 ou 140 W, des petites bulles avec une forte coalescence sont observées pour l'éthanol, tandis que des bulles de Taylor sont observées pour l'eau, comme illustré sur la [Figure 1.14](#). Ceci est lié entre autres à l'écart notable (facteur 1/2) entre le nombre capillaire du méthanol et celui de l'eau.

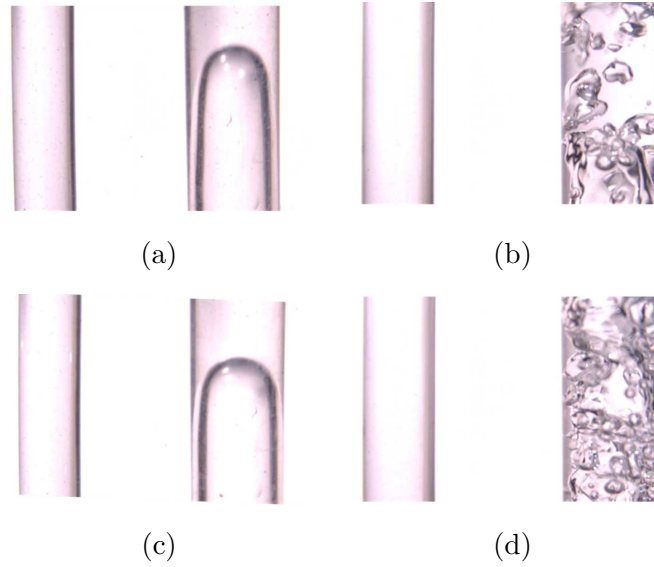


FIGURE 1.14 – Comparaison des régimes d’écoulements entre l’eau et l’éthanol : (a) eau à 20 W ; (b) éthanol à 20 W ; (c) eau à 140 W ; (d) éthanol à 140 W ; d’après [Elkholy et Kempers \(2020\)](#).

1.4 Applications

Les applications des boucles diphasiques gravitaires concernent plusieurs domaines parmi lesquels le refroidissement de composants électroniques, le refroidissement d’équipements dans les centrales nucléaires ou encore dans des systèmes liés à l’utilisation de l’énergie solaire. Cette section présente quelques études sur les applications de la BDG dans ces domaines. Celles-ci sont récapitulées dans le [Tableau 1.1](#). Cette liste n’est pas exhaustive mais illustre la variété des utilisations que ce soit en termes de dimensions, températures de fonctionnement ou puissances à transférer. Le lecteur peut se référer à [Cao *et al.* \(2020\)](#) pour une liste plus détaillée.

1.4.1 Refroidissement de composants électroniques

Le refroidissement de divers équipements est la principale application des BDG, que ce soit des composants électroniques, des batteries ou encore des centres de données.

La BDG a été retenue comme système de refroidissement pour l’aimant supraconducteur du détecteur de particules CMS au Grand collisionneur de hadron du CERN ([Lottin et Juster, 1998](#)). Afin de refroidir à une température proche du zéro absolu, l’hélium est sélectionné comme fluide de travail. La boucle est composée de huit sous-circuits, chacun ayant une longueur totale d’environ 40 m.

Un prototype de refroidissement de systèmes de télécommunication par une BDG est proposé par [Samba *et al.* \(2013\)](#) en remplacement du système de refroidissement à air par convection forcée. Le n-pentane est sélectionné comme fluide de travail afin de maintenir la température inférieure à 55 °C ($T_{sat} \approx 35$ °C à 1 atm). Leur prototype permet d’augmenter la puissance évacuée, passant de 250 à 600 W.

L'utilisation de BDG pour le refroidissement de centres de données a été étudiée par [Ding et al. \(2020, 2021\)](#). L'évaporateur est directement inséré entre plusieurs baies afin d'extraire la chaleur des différents appareils qui l'entourent. En plus de ces appareils électroniques, l'évaporateur doit extraire la chaleur des ventilateurs qui assurent la circulation de l'air dans la baie. La configuration qu'ils ont étudiée expérimentalement est constituée de 4 baies pour une puissance totale variant entre 18 et 25 kW. Le condenseur est formé par un échangeur de chaleur à plaques, avec un refroidisseur à eau à 6 °C. Deux fluides de travail ont été testés : le dioxyde de carbone et le fluide frigorigène R410A. Les auteurs montrent que la température dans les baies est plus faible en utilisant le CO₂ comme fluide de travail. Leurs travaux sont prometteurs car le dioxyde de carbone a un impact environnemental plus faible que les fréons.

1.4.2 Refroidissement dans les centrales nucléaires

L'utilisation de systèmes de refroidissement fait partie intégrante du développement de divers équipements associés à la production d'énergie dans les centrales nucléaires. Parmi ces systèmes on retrouve notamment les systèmes passifs ([IAEA, 2009](#)) et en particulier la BDG.

Afin d'améliorer la sécurité des réacteurs nucléaires, [Fu et al. \(2015\)](#) ont étudié l'utilisation d'une BDG pour le refroidissement à long terme des piscines de stockage de combustible nucléaire. Après avoir servi, le combustible « usagé » est encore radioactif et dégage de la chaleur dite résiduelle. Il est alors placé temporairement dans des bassins remplis d'eau avant de pouvoir être envoyé vers les usines de traitement. Le système de refroidissement étudié est décomposé en plusieurs éléments, concernant la circulation de l'eau dans la piscine (simulée avec FLUENT), l'écoulement d'ammoniac dans la BDG (modélisé avec le code de calcul RELAP5) et la convection naturelle de l'air au condenseur de la BDG. Ils montrent que 1528 BDG, composées d'un évaporateur de 7,6 m et d'un condenseur de 20 m, permettraient d'extraire les 16 MW résiduels pour le réacteur chinois CAP1400.

[Changdong et al. \(2019\)](#) proposent la BDG comme alternative au système passif de refroidissement confiné (*Passive Containment Cooling System* - PCCS) pour le réacteur AP1000 (réacteur à eau pressurisée de troisième génération). Le rôle de ce système est d'empêcher la montée en température et en pression dans l'enceinte confinée, dernière barrière entre le milieu radioactif et l'environnement. En cas d'accident, le PCCS dispose de réservoirs d'eau permettant d'assurer le refroidissement par évaporation pendant 72 heures. Avec une BDG, la chaleur serait extraite par l'évaporateur placé à l'intérieur de l'enceinte confinée, et évacuée par le condenseur situé en dehors. L'évaporateur et le condenseur sont chacun constitués de 37 tubes de 1,2 m et la différence de hauteur entre ces deux éléments est de 5,5 m. Des expériences et simulations ont été menées pour traiter le démarrage, le régime permanent du système et le fonctionnement sous chaleur résiduelle décroissante. Les auteurs montrent que le débit dans la boucle augmente linéairement avec la puissance apportée, et illustrent l'adaptabilité de la BDG.

1.4.3 Applications liées à l'énergie solaire

Dans le domaine de l'énergie solaire, diverses BDG ont été proposées pour collecter et transporter l'énergie solaire thermique. Plus durable, fiable et économique, la circulation naturelle dans la boucle est préférable aux systèmes entraînés par des pompes.

Zhang *et al.* (2014) proposent une BDG pour remplacer le système de production de vapeur dans un collecteur solaire thermique à miroirs cylindro-paraboliques. Le collecteur solaire permet d'accumuler l'énergie dans un fluide caloporteur. Ce fluide est pompé à travers des échangeurs de chaleur afin d'alimenter une turbine ou un générateur électrique avec de la vapeur surchauffée. La BDG permet de s'affranchir d'une pompe pour la circulation du fluide dans l'échangeur de chaleur, limitant les coûts de fonctionnement, et supprimant les problèmes de fiabilité d'une pompe lorsque la température est élevée. L'évaporateur extrait la chaleur issue du collecteur solaire et le condenseur est connecté au générateur de vapeur.

Zhang *et al.* (2016) ont étudié l'influence du taux de remplissage dans un prototype de BDG pour un chauffe-eau solaire. Le fluide caloporteur, le R600a, absorbe l'énergie solaire par circulation dans un collecteur solaire à plaques plates d'environ 2 m², puis la restitue à travers un tube en spirale de 18 m immergé dans l'eau du ballon.

Etude	Système refroidi	Fluide de travail	Dimensions	Température
Lottin et Juster (1998)	Aimant supraconducteur	Helium	≈ 40 m	≈ −273,15 °C
Ding <i>et al.</i> (2020)	Centres de données	CO2 - R410A	-	≈ 15-20 °C
Samba <i>et al.</i> (2013)	Système de télécommunication	n-pentane	≈ 1 m	55 °C
Fu <i>et al.</i> (2015)	Piscines de stockage de combustible nucléaire	Ammoniac	> 27,6 m	65 °C
Changdong <i>et al.</i> (2019)	Enceinte confiné réacteur nucléaire	Eau	≈ 10 m	≈ 100 °C
Zhang <i>et al.</i> (2014)	Collecteurs solaires thermiques	Eau	≈ 10 m	-
Zhang <i>et al.</i> (2016)	Chauffe-eau solaire	R600a (isobutane)	22,4 m	20-160 °C

TABLEAU 1.1 – Récapitulatif des BDG présentées.

1.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté quelques systèmes de refroidissement par changement de phase passifs, mettant en évidence leurs avantages par rapport aux systèmes actifs. De tels systèmes sont divers, et notre attention est portée sur la Boucle Diphasique Gravitaire. Après avoir expliqué le cycle de fonctionnement de la boucle d'un point de vue macroscopique, nous avons illustré que celui-ci met en jeu des phénomènes complexes et couplés. Ces

phénomènes peuvent être directement liés au caractère diphasique, tels que les effets capillaires, mais également, et surtout, liés au transfert de chaleur par changement de phase, pour lequel les régimes d'ébullition et de condensation peuvent prendre de nombreuses formes. En particulier, l'instabilité d'ébullition en geyser a été décrite. La modélisation des phénomènes physiques rencontrés dans les écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur fait l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 2

Approches pour la modélisation des écoulements diphasiques à changement de phase liquide-vapeur

Sommaire

2.1	Introduction	26
2.2	Rappel des équations de conservation monophasiques	27
2.3	Des équations monophasiques vers les équations diphasiques	29
2.4	Modèle à deux fluides monophasiques	32
2.4.1	Equations de conservation	32
2.4.2	Densité d'aire interfaciale	33
2.4.3	Modélisation de la turbulence	33
2.4.4	Fermeture des forces interfaciales	34
2.4.5	Fermeture des mécanismes de transfert de chaleur	36
2.4.6	Conclusion sur le modèle à deux fluides monophasiques	37
2.5	Modèle à un fluide diphasique	37
2.5.1	Evolution de l'interface	38
2.5.2	Modélisation des effets capillaires	45
2.5.3	Modélisation du changement de phase	46
2.5.4	Quelques exemples de simulations numériques VoF	53
2.6	Conclusion	60

2.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter différentes modélisations des écoulements diphasiques évoqués au Chapitre 1. La compréhension des écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur est devenue un enjeu majeur tant leurs applications ont pris une place prépondérante dans nos sociétés. De la simple ébullition au fond d'une casserole, en passant par la production de froid par un réfrigérateur, et jusqu'aux complexes centrales thermiques, la présence du changement de phase liquide-vapeur façonne notre quotidien.

Il est alors nécessaire de développer des modèles mathématiques décrivant le comportement des écoulements diphasiques et les phénomènes qu'ils abritent. Pour les écoulements monophasiques, le modèle mathématique est basé sur les bilans de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les modélisations des écoulements diphasiques les plus classiques reposent sur des observations expérimentales et des corrélations, et ne sont plus suffisantes dès lors que les progrès industriels repoussent les limites des conditions de fonctionnement, tant du point de vue des performances que de la sécurité. Ces méthodes sont donc progressivement remplacées par des modèles mathématiques avec pour objectif de prévoir, voire de prédire, la dynamique des systèmes selon les conditions d'opération. La fiabilité de la prévision dépend donc de la qualité de la modélisation et de la manière dont le système d'équations mathématiques est résolu.

Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement monophasique définissent un point de départ à la modélisation des écoulements diphasiques. En effet, ces derniers peuvent être considérés comme deux écoulements monophasiques séparés par une interface. Avec cette représentation, d'écoulements dits ségrégués, les méthodes de simulation numérique directe considèrent un maillage mobile qui suit l'interface pour résoudre les équations monophasiques dans chacun des sous-domaines, couplées à des relations de saut à l'interface. Cependant, ces maillages mobiles se révèlent très coûteux dans le cas d'interfaces complexes. Un second type de modèle est basé sur l'utilisation d'un maillage fixe. Se distinguent alors d'une part les modèles à deux fluides et d'autre part les modèles à un fluide.

Dans le modèle à deux fluides, la position de chaque interface est considérée comme trop complexe pour être calculée directement. Le modèle est basé sur les équations de conservation moyennées sur le volume. La position précise de l'interface est alors inconnue. Pour restituer les informations perdues lors du passage aux équations moyennées, il est nécessaire d'ajouter des modèles pour la turbulence ainsi que des relations de fermeture pour les échanges interfaciaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie ; et pour les transferts de chaleur à la paroi ([Ishii et Hibiki, 2011](#)).

Le modèle à un fluide considère un ensemble d'équations unique pour l'ensemble du domaine. Les deux phases sont alors traitées comme un seul fluide dont les propriétés changent à travers l'interface. Les relations de saut se traduisent par des termes sources, actifs uniquement autour de l'interface. Le modèle à un fluide permet la simulation d'écoulements à interface large avec précision. Il permet aussi le changement de topologie, c'est à dire la coalescence, la fragmentation, l'assèchement, le remouillage... Cependant, il est nécessaire de raffiner le maillage au niveau des inclusions de taille faible, ce qui peut s'avérer coûteux en temps de calcul.

Très récemment, Fleau (2017) a proposé un couplage entre le modèle à un fluide et le modèle à deux fluides. Le modèle à deux fluides permet d'éviter un maillage trop raffiné mais peut s'avérer imprécis lorsque de grosses poches de vapeur se forment. Un modèle multi-champs est alors constitué d'un champ liquide continu, d'une phase vapeur dispersée représentant les petites bulles non résolues par le maillage, et d'une phase vapeur continue pour les grandes poches déformables.

Les équations de conservation pour un écoulement monophasique sont rappelées dans la section 2.2. Le passage des équations monophasiques vers les équations diphasiques est développé dans la section 2.3. La section 2.4 présentera brièvement la représentation mathématique des écoulements diphasiques avec le modèle à deux fluides. Le modèle à un fluide, utilisé dans cette thèse, sera détaillé dans la section 2.5, et plus particulièrement la méthode *Volume-of-Fluid* avec les modèles de changement de phase associés.

2.2 Rappel des équations de conservation monophasiques

Les équations décrivant les écoulements monophasiques sont issues des bilans globaux qui traduisent les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie (voir par exemple Kundu *et al.* (2016)). Les bilans globaux sont exprimés sur un volume de contrôle matériel $V(t)$ de surface $\partial V(t)$ se déplaçant à la vitesse $\mathbf{u}(t)$. Le vecteur unitaire $\mathbf{n}$ est orienté vers l'extérieur du volume V selon la direction normale à ∂V . Les bilans locaux sont ensuite obtenus en utilisant le théorème de transport de Reynolds et le théorème de la divergence.

Le théorème de transport de Reynolds donne l'expression de la dérivée temporelle de l'intégrale d'une fonction F (de tensorialité quelconque) dépendant de l'espace et du temps :

$$\frac{d}{dt} \int_V F(\mathbf{x}, t) dV = \int_V \frac{\partial F}{\partial t} dV + \int_{\partial V} F \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.2.1)$$

Le théorème de la divergence permet de transformer une intégrale de surface en une intégrale de volume selon la relation :

$$\int_{\partial V} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V (\nabla \cdot \mathbf{v}) dV \quad (2.2.2)$$

Il traduit simplement l'équivalence entre flux et accumulation (théorème de Gauss en électrostatique).

Conservation de la masse

En l'absence de réaction chimique, la conservation de la masse dans le volume V s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0 \quad (2.2.3)$$

où ρ est la masse volumique du fluide. D'après le théorème de transport de Reynolds 2.2.1, le bilan de conservation de la masse s'exprime :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_{\partial V} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.2.4)$$

Le théorème de la divergence 2.2.2 permet de réécrire l'intégrale de surface comme :

$$\int_{\partial V} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dV \quad (2.2.5)$$

Le bilan de masse global s'exprime donc par :

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right) dV = 0 \quad (2.2.6)$$

Ce bilan de masse étant valable pour un volume V arbitraire, l'équation locale de conservation de la masse, ou équation de continuité, s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.2.7)$$

Conservation de la quantité de mouvement

Le taux de variation de la quantité de mouvement dans le volume V est égal à la résultante des forces volumiques et surfaciques. La seule force volumique considérée ici est la force gravitationnelle. La résultante des forces surfaciques est représentée par le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$.

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \rho \mathbf{g} dV + \int_{\partial V} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.2.8)$$

Le théorème de transport de Reynolds permet de réécrire le membre de gauche :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_{\partial V} \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2.2.9)$$

L'égalité $\mathbf{a}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}$ permet de réécrire $\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) = (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n}$ dans l'intégrale surfacique pour pouvoir utiliser le théorème de la divergence, avec $\otimes$ le produit tensoriel définissant les dyadiques. Le bilan global s'exprime alors :

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \right) dV = 0 \quad (2.2.10)$$

Le tenseur des contraintes est décomposé en une contribution de la pression p et des contraintes visqueuses $\boldsymbol{\tau}$ comme $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbb{I} + \boldsymbol{\tau}$. L'équation locale de conservation de la quantité de mouvement s'écrit finalement :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} \quad (2.2.11)$$

L'expression du tenseur des contraintes visqueuses est donnée par une loi de comportement du fluide.

Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est issue du premier principe : le taux de variation de l'énergie dans le volume V est égal à la somme du flux de chaleur échangé avec le milieu extérieur et des travaux exercés par les forces extérieures :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \left(e + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) dV = - \int_{\partial V} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_{\partial V} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{u} dS \quad (2.2.12)$$

où e est l'énergie interne massique, $|\mathbf{u}|^2/2$ l'énergie cinétique massique et $\mathbf{q}$ la densité de flux de chaleur (exprimée par une loi de comportement). En utilisant les mêmes raisonnements que précédemment, l'équation locale de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \left(e + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \left(e + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \mathbf{u} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \quad (2.2.13)$$

Une loi d'état du fluide qui relie la pression à la masse volumique et à l'énergie interne massique doit également être fournie pour fermer le système d'équations.

2.3 Des équations monophasiques vers les équations diphasiques

Une première approche pour la modélisation d'un système diphasique $\mathcal{D}$ peut être de le décomposer en sous-domaines $\mathcal{D}_k$, associés à chaque phase et avec des interfaces qui les séparent, comme schématisé par la [Figure 2.1](#). Cette approche se traduit donc par la résolution des équations de conservation monophasiques valables dans chacune des phases, couplées par des relations de saut à travers l'interface ([Delhaye, 2014](#)).

Les équations locales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie valables dans chaque sous domaine $\mathcal{D}_k$ pour la phase k sont celles des écoulements monophasiques et s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \mathbf{u}_k) = 0 \quad (2.3.1)$$

$$\frac{\partial \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) = -\nabla p_k + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_k + \rho_k \mathbf{g} \quad (2.3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right) \mathbf{u}_k \right) = \\ -\nabla \cdot \mathbf{q}_k - \nabla \cdot (p_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_k \cdot \mathbf{u}_k) + \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

Ces équations de conservation ne sont pas valables à l'interface Γ entre les deux phases, et sont donc complétées par des relations de saut à travers l'interface. La formulation des relations de saut pour une interface tridimensionnelle est assez complexe. Ces relations font intervenir les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans lesquels

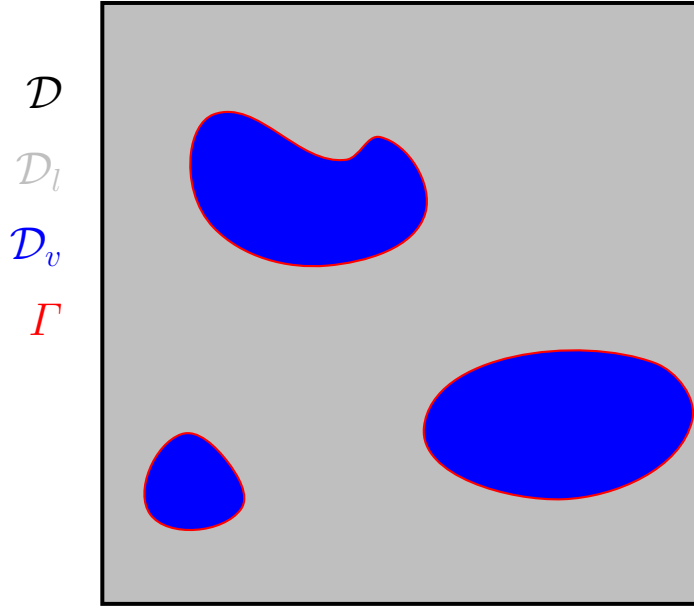


FIGURE 2.1 – Schématisation d'un système diphasique $\mathcal{D}$ par des sous-domaines $\mathcal{D}_l$ et $\mathcal{D}_v$ respectivement associés au liquide et à la vapeur, séparés par l'interface Γ .

sont considérés entre autres les effets capillaires. Le lecteur peut se référer aux travaux de [Delhaye \(1974\)](#). Le système d'équations locales dans chaque phase et sur les interfaces est cependant assez lourd et sa résolution, qui nécessite un maillage mobile qui suit l'interface entre les sous-domaines, reste limitée à des cas où la géométrie de l'interface liquide-vapeur est relativement simple et/ou de déformation holomorphe. Afin d'éviter la résolution dans deux sous-domaines avec un maillage mobile qui suit l'interface, d'autres méthodes ont été développées, avec un nouveau formalisme qui permet d'étendre la validité des équations à l'ensemble du domaine $\mathcal{D}$. Pour cela il est alors nécessaire d'étendre également la définition des variables physiques à l'ensemble du domaine ([Kataoka, 1986](#)). Ce formalisme définit la position de l'interface par une fonction du temps et de l'espace f :

$$f(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (2.3.4)$$

Les régions de présence de la phase k sont identifiées selon le signe de f :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{x}, t) &> 0 \text{ si } \mathbf{x} \in \mathcal{D}_l \\ f(\mathbf{x}, t) &< 0 \text{ si } \mathbf{x} \notin \mathcal{D}_l \end{aligned}$$

Il est ensuite possible de définir une fonction indicatrice de phase ϕ_k par :

$$\phi_l(\mathbf{x}, t) = \mathcal{H}[f(\mathbf{x}, t)] \quad (2.3.5)$$

$$\phi_v(\mathbf{x}, t) = 1 - \mathcal{H}[f(\mathbf{x}, t)] \quad (2.3.6)$$

où $\mathcal{H}$ est la fonction de Heaviside. La fonction indicatrice de phase vaut alors 1 dans la phase k et 0 sinon :

$$\phi_k(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{x} \in \mathcal{D}_k \\ 0 & \text{si } \mathbf{x} \notin \mathcal{D}_k \end{cases} \quad (2.3.7)$$

La fonction f et la fraction volumique de phase ϕ_l sont illustrées sur la Figure 2.2.

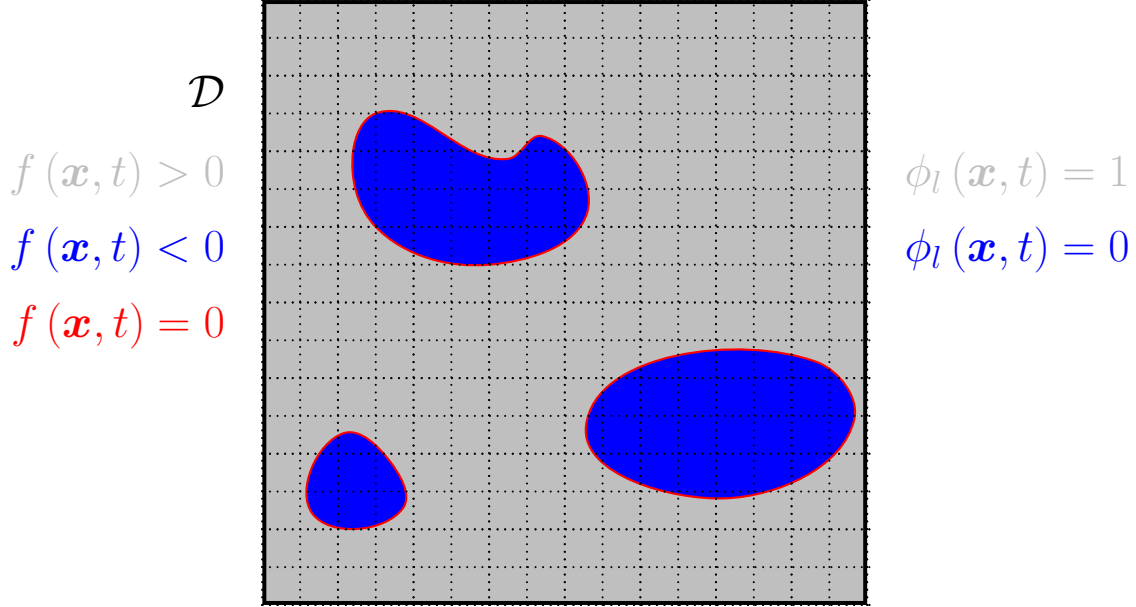


FIGURE 2.2 – Schématisation d'un système diphasique $\mathcal{D}$ par une fonction indicatrice de phase ϕ .

Les définitions des variables locales valables dans chaque sous domaine $\mathcal{D}_k$ sont étendues à l'ensemble du domaine $\mathcal{D}$ en les pondérant par la fonction indicatrice de phase (par exemple $\rho_k(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{x} \in \mathcal{D}_k$ devient $\phi_k(\mathbf{x}, t) \rho_k(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{x} \in \mathcal{D}$). De nouvelles équations sont alors obtenues, mais cette fois valables dans l'ensemble du domaine :

— Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \phi_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi_k \rho_k \mathbf{u}_k) = 0 \quad (2.3.8)$$

— Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \phi_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) = -\nabla (\phi_k p_k) + \nabla (\phi_k \boldsymbol{\tau}_k) + \phi_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{F}_\sigma \quad (2.3.9)$$

où $\mathbf{F}_\sigma$ représente la force de tension de surface, effective uniquement à l'interface liquide-vapeur.

— Conservation de l'énergie totale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\phi_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right) \right] + \nabla \cdot \left[\phi_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right) \mathbf{u}_k \right] = \\ -\nabla \cdot (\phi_k \mathbf{q}_k) - \nabla \cdot (\phi_k p_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\phi_k \boldsymbol{\tau}_k \cdot \mathbf{u}_k) + \phi_k \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

La fonction indicatrice de phase permet ainsi la formulation des équations de conservation pour les deux phases dans l'ensemble du domaine. A partir de ces nouvelles équations, plusieurs méthodes ont été développées pour simuler les écoulements diphasiques. Leur traitement distingue notamment le modèle à deux fluides et le modèle à un fluide, qui font l'objet des deux prochaines sections. Dans le modèle à deux fluides, chaque phase est traitée individuellement avec son ensemble d'équations de conservation, comprenant les termes associés à une seule phase et les relations de saut à l'interface. Les deux ensembles d'équations sont ensuite filtrés (dans le temps ou dans l'espace). Dans le modèle à un fluide, les équations valables dans l'ensemble du domaine sont traitées pour un fluide unique dont les propriétés varient, entre autres, à travers l'interface. Un seul ensemble d'équations est alors écrit.

2.4 Modèle à deux fluides monophasiques

Le modèle à deux fluides est basé sur la formulation locale où chaque phase est considérée séparément. Toutefois la position de chaque interface est considérée comme trop complexe pour être calculée directement. Les équations de conservation locales dans chaque phase et sur l'interface sont moyennées dans le temps et l'espace. Il est alors nécessaire de restituer l'information perdue par l'opérateur de moyenne par des modèles de turbulence et des lois de fermeture pour les transferts aux interfaces. Puisque les informations sur la position et la taille des interfaces sont perdues, il est également nécessaire d'évaluer la mesure des interfaces non résolues de la phase dispersée, appelée densité d'aire interfaciale. Le modèle à deux fluides est ainsi constitué des équations moyennées de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans chaque phase ; de modèles de turbulence, de relations de fermeture pour les transferts interfaciaux et d'une équation de transport pour la densité d'aire interfaciale. Ces modèles sont nombreux et nous limitons ici la présentation à un nombre restreint à titre d'illustration. Pour plus de détails sur les modèles existants, le lecteur peut se référer à [Ishii et Hibiki \(2011\)](#), [Rollins \(2018\)](#) et [Du Cluzeau \(2019\)](#).

2.4.1 Equations de conservation

Dans le modèle à deux fluides, l'indicateur de fraction volumique de phase moyenné est généralement appelé taux de vide et correspond à la fraction volumique de vapeur dans une cellule de volume V :

$$\alpha_k = \frac{1}{V} \int_V \Phi_k dV \quad (2.4.1)$$

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour le modèle à deux fluides s'écrivent ainsi ([Ishii et Hibiki \(2011\)](#)) :

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \Gamma_{p \rightarrow k} + \Gamma_{w \rightarrow k} \quad (2.4.2)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) = -\nabla (\alpha_k p_k) + \nabla \cdot [\alpha_k (\boldsymbol{\tau}_k + \boldsymbol{\Sigma}_k^{Re})] + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{M}_{p \rightarrow k} \quad (2.4.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right) \right] + \nabla \cdot \left[\alpha_k \rho_k \left(e_k + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_k|^2 \right) \mathbf{u}_k \right] = \\ - \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \boldsymbol{\tau}_k \cdot \mathbf{u}_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k + \Phi_{p \rightarrow k} + \Phi_{w \rightarrow k} \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

où α_k , ρ_k , $\mathbf{u}_k$, p_k , $\boldsymbol{\tau}_k$ et e_k sont respectivement la fraction volumique, la masse volumique, la vitesse moyennée, la pression moyennée, le tenseur des contraintes visqueuses moyenné et l'énergie interne massique moyennée de la phase k . $\Gamma_{p \rightarrow k}$, $\mathbf{M}_{p \rightarrow k}$ et $\Phi_{p \rightarrow k}$ représentent respectivement les termes de transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie interne de la phase p vers la phase k . $\Gamma_{w \rightarrow k}$ et $\Phi_{w \rightarrow k}$ représentent respectivement les termes de transfert de masse et d'énergie interne liés au changement de phase à la paroi. $\boldsymbol{\Sigma}_k^{Re}$ est le tenseur des contraintes turbulentes de la phase k . Les termes de transfert et le terme de turbulence sont directement liés à la perte d'information par l'opérateur moyenne et doivent donc être modélisés pour fermer le problème.

2.4.2 Densité d'aire interfaciale

De multiples tailles de bulles sont simultanément présentes lors d'un écoulement à bulles. La taille de ces bulles a une influence directe sur les forces hydrodynamiques qu'elles subissent. De même, les transferts de chaleur entre les deux phases sont fortement dépendants de la surface d'échange. Il est alors nécessaire de considérer cette multitude de tailles dans la description de l'écoulement moyenné. L'information précise sur les dimensions des interfaces perdue lors de l'opération moyenne est alors modélisée par la densité d'aire interfaciale A_i . Celle-ci correspond au rapport de la surface de la phase dispersée au volume considéré. Les variations de densité d'aire interfaciale peuvent être dues à des effets adiabatiques (Morel *et al.*, 2010), tels que la coalescence et la fragmentation, à la dilatation et la compressibilité, où la variation du volume est causée par la variation de masse volumique, et au changement de phase (Ruyer et Seiler, 2009), que ce soit par nucléation ou dans l'écoulement. L'évolution de la densité d'aire interfaciale est décrite par une équation de transport (Kocamustafaogullari et Ishii, 1995; Hibiki et Ishii, 2002; Ruyer et Seiler, 2009) :

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} + \nabla \cdot (A_i \mathbf{v}_i) = S_B + S_C + S_{DC} + S_P \quad (2.4.5)$$

où S_B , S_C , S_{DC} et S_P sont les taux de variation de la densité d'aire interfaciale respectivement dus à la fragmentation, à la coalescence, aux effets de dilatation et de compressibilité et au changement de phase.

2.4.3 Modélisation de la turbulence

La formulation moyennée de l'équation de conservation de la quantité de mouvement fait apparaître un terme impliquant les contraintes de Reynolds. Généralement, les modèles de turbulence utilisés pour les écoulements diphasiques sont directement inspirés des modèles développés pour les écoulements monophasiques. On retrouve par exemple les modèles du premier ordre tel que $k - \epsilon$ et les modèles du second ordre *Reynolds Stress equation Model* (RSM) (Versteeg et Malalasekera, 2007). Le modèle $k - \epsilon$ décrit la turbulence avec deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et pour

son taux de dissipation ϵ . Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq qui introduit la notion de viscosité turbulente pour relier le tenseur des contraintes de Reynolds au gradient du champ moyen de vitesse. Les modèles RSM s'affranchissent de la modélisation d'une viscosité turbulente en résolvant toutes les composantes des contraintes de Reynolds. Le modèle $R_{ij} - SSG$ (Speziale *et al.*, 1991) résout une équation de transport pour les fluctuations composée de termes de production, diffusion, dissipation ainsi que d'un terme de corrélation pression/déformation. Ces modèles doivent toutefois être adaptés pour prendre en compte les interactions entre les deux phases.

Les premiers modèles de turbulence diphasique sont basés sur l'ajout d'une contribution induite par les bulles dans la viscosité turbulente (Sato *et al.*, 1981). Le niveau suivant de détail consiste à prendre en compte la turbulence induite par la présence de bulles dans le liquide en ajoutant un terme de production d'énergie turbulente directement dans l'équation de transport (Troshko et Hassan, 2001; Politano *et al.*, 2003). Zhou *et al.* (2002) utilisent un modèle RSM pour la simulation d'écoulements à bulles dans une colonne de liquide. Ils définissent un tenseur des contraintes de Reynolds pour chaque phase dont les équations de transport contiennent un terme additionnel pour l'interaction entre les phases. Ce terme dépend de corrélations de vitesses des deux phases, modélisées par une équation de transport supplémentaire.

2.4.4 Fermeture des forces interfaciales

Le transfert de quantité de mouvement à l'interface est causé par les forces agissant à l'interface entre les deux phases. Pour les forces interfaciales, lorsque la phase dispersée (indiquée v) est constituée de bulles de vapeur dans la phase liquide (indiquée l), on peut lister les forces de traînée $\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^D$, de portance $\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^L$, de masse ajoutée $\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{AM}$, de répulsion pariétale $\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^W$ ou encore de dispersion turbulente $\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{TD}$:

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v} = -\mathbf{M}_{v \rightarrow l} = \mathbf{M}_{l \rightarrow v}^D + \mathbf{M}_{l \rightarrow v}^L + \mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{AM} + \mathbf{M}_{l \rightarrow v}^W + \mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{TD} \quad (2.4.6)$$

Les forces de traînée et de masse ajoutée s'exercent dans la direction de l'écoulement alors que les forces de portance, de dispersion turbulente et de répulsion pariétale sont orientées perpendiculairement au sens de l'écoulement et déterminent la migration radiale des bulles. Chacune de ces forces doit être modélisée (et bien que non utilisées dans le présent travail, elles sont mentionnées ici pour une meilleure exhaustivité).

2.4.4.i Force de traînée

La force de traînée modélisée par le modèle empirique d'Ishii et Zuber (1979) s'exprime par une relation proportionnelle au carré de la vitesse relative entre les deux phases et un coefficient de traînée C_D :

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^D = -\mathbf{M}_{v \rightarrow l}^D = -\frac{1}{8} A_i \rho_l C_D |\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l) \quad (2.4.7)$$

Le coefficient de traînée est calculé avec différentes corrélations selon le régime d'écoulement (voir Annexe C.2).

2.4.4.ii Force de masse ajoutée

La force de masse ajoutée correspond à l'inertie ajoutée aux bulles liée à l'instationnarité de l'écoulement. Lorsque les bulles accélèrent, elles emportent une partie du liquide qui les entoure, d'où la notion de masse ajoutée. Modélisée par le modèle de Zuber (1964) elle s'exprime :

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{AM} = -\mathbf{M}_{v \rightarrow l}^{AM} = -C_A^{lv} \frac{1 + 2\alpha_v}{1 - \alpha_v} \alpha_v \rho_l \left[\left(\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_v}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}}_v \cdot \nabla \overline{\mathbf{u}}_v \right) - \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}_l}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}}_l \cdot \nabla \overline{\mathbf{u}}_l \right) \right] \quad (2.4.8)$$

où C_A^{lv} est le coefficient de masse ajoutée (qui vaut 1/2 pour une sphère) et le terme $(1 + 2\alpha_v)/(1 - \alpha_v)$ représente les effets de la concentration des bulles. Le terme de dérivées des vitesses correspond à l'accélération relative.

2.4.4.iii Force de portance

Le modèle développé par Tomiyama *et al.* (2002) exprime la portance induite par le cisaillement :

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^L = -\mathbf{M}_{v \rightarrow l}^L = -C_L \alpha_v \rho_l (\overline{\mathbf{u}}_l - \overline{\mathbf{u}}_v) \wedge (\nabla \wedge \overline{\mathbf{u}}_l) \quad (2.4.9)$$

Dans le cas d'une bulle de petite taille, la portance induite par le cisaillement pariétal dans le liquide provoque un mouvement de la bulle vers la paroi. Cependant, les bulles de plus grosse taille se déforment. Il y a alors interaction entre le sillage de la bulle et le cisaillement dans le liquide. Lorsque l'effet du sillage domine le cisaillement, la bulle se dirige vers le centre de la conduite. Ce phénomène est pris en compte dans l'expression du coefficient de portance C_L qui change de signe pour les grosses bulles (voir Annexe C.1).

2.4.4.iv Force de dispersion turbulente

La force de dispersion turbulente est liée à l'interaction entre les bulles et la turbulence dans le liquide. Elle tend à faire migrer les bulles des zones de forte concentration en vapeur vers les zones de faible concentration à cause des fluctuations dans le liquide. D'après le modèle GTD (Laviéville *et al.*, 2017), elle est proportionnelle et de sens opposé au gradient du taux de vide et s'exprime par :

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^{TD} = -GTD \rho_l k_l \nabla \alpha_v \quad (2.4.10)$$

où GTD est un coefficient qui prend en compte les fluctuations turbulentes dans le liquide et k_l est l'énergie cinétique turbulente du liquide.

2.4.4.v Force de répulsion pariétale

La force de répulsion pariétale est une force qui empêche les bulles de toucher la paroi. Elle agit comme une force de lubrification (ou de drainage) pour reproduire les observations expérimentales de taux de vide nul à la paroi. À cause de la condition de non-glissement sur la paroi, la vitesse du liquide entre la bulle et la paroi est inférieure à celle entre la bulle et le centre de l'écoulement. Cette différence entraîne une force hydrodynamique qui éloigne la bulle de la paroi (Antal *et al.*, 1991).

2.4.5 Fermeture des mécanismes de transfert de chaleur

De nombreux modèles à partitionnement de flux ont été proposés pour modéliser le transfert de chaleur à la paroi lors de l'ébullition nucléée comme l'expliquent Warrier et Dhir dans leur article de synthèse ([Warrier et Dhir, 2006](#)). Avec ce type de modèle, le flux de chaleur est partagé entre différentes contributions. Ces contributions correspondent à une décomposition en différents modes de transferts de chaleur lors de l'ébullition nucléée. Le modèle de partition de flux de Kurul-Podowski est fréquemment utilisé. Le transfert de chaleur est alors décomposé en trois contributions (voir schéma [Figure 2.3](#)) :

- un flux convectif monophasique liquide sur la partie de la paroi non affectée par la présence des bulles ;
- un flux d'évaporation pendant la croissance d'une bulle ;
- un flux de trempe lors de l'arrivée du liquide relativement froid sur la paroi chaude après le départ d'une bulle (remouillage).

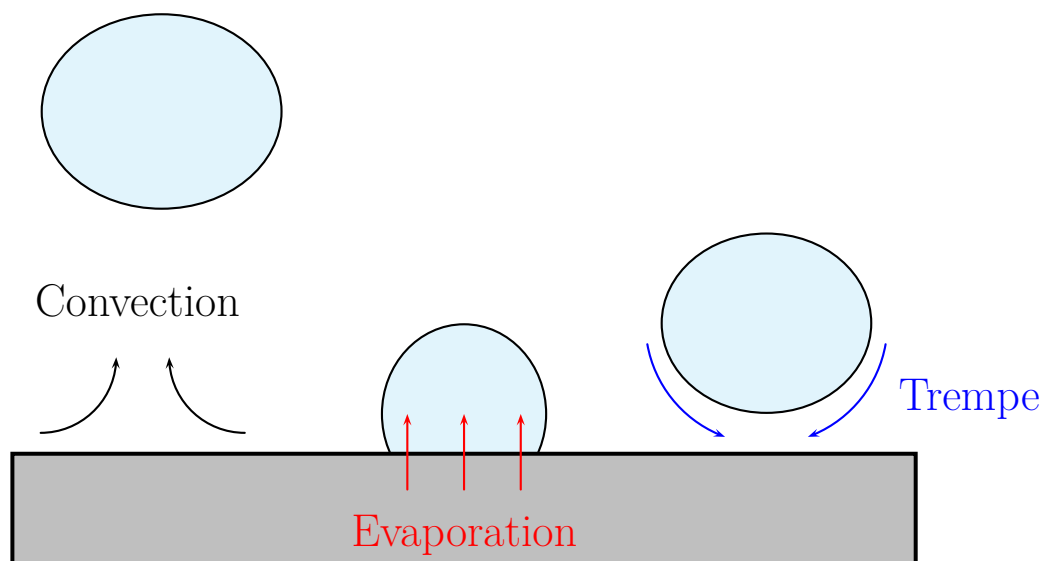


FIGURE 2.3 – Schématisation du partitionnement de flux

Le calcul de ces différentes composantes du flux de chaleur est directement lié aux phénomènes d'ébullition nucléée, croissance et détachement des bulles évoqués en [1.3.2.i](#). Il est alors nécessaire de modéliser différents paramètres liés à cette décomposition tels que la fréquence de détachement des bulles, le diamètre des bulles au détachement, la densité des sites de nucléation et la surface d'influence des différentes contributions du flux de chaleur. Pour cela, de nombreuses corrélations ont été développées pour chacun de ces paramètres (voir [Annexe C.3](#)).

2.4.6 Conclusion sur le modèle à deux fluides monophasiques

Nous avons présenté les équations de conservation du modèle à deux fluides. Celles-ci sont basées sur une moyenne temporelle et spatiale des équations locales, et sont alors couplées à des relations de fermeture pour restituer les informations perdues lors du moyennage. Il est ainsi nécessaire de modéliser l'aire interfaciale, la turbulence, et les transferts interfaciaux de masse, quantité de mouvement et énergie.

2.5 Modèle à un fluide diphasique

Dans le formalisme développé dans la section 2.3 à partir de la fonction indicatrice de phase, deux ensembles d'équations valables dans l'ensemble du domaine sont utilisés, chacun associé à une phase. Ils traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour l'écoulement diphasique. A chaque ensemble d'équations est associé un ensemble de variables physiques pour le fluide en question. Dans le modèle à un fluide diphasique, ces deux ensembles d'équations sont remplacés par un seul ensemble pour un fluide dont les propriétés varient temporellement et spatialement (brusquement) à travers l'interface. Les propriétés physiques de ce fluide unique sont calculées soit par pondération par la fraction volumique de phase des propriétés de chaque phase :

$$\rho = \sum_{k=1}^2 \phi_k \rho_k \quad (2.5.1)$$

ou par pondération du produit masse volumique-propriété de chaque phase :

$$\rho C_p = \sum_{k=1}^2 \phi_k \rho_k C_{p_k} \quad (2.5.2)$$

Dans le modèle à un fluide, il est également supposé que les deux phases sont à l'équilibre mécanique, ce qui se traduit par un équilibre des vitesses à travers l'interface. Les équations de conservation 2.3.8, 2.3.9 et 2.3.10 s'écrivent donc :

— Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.5.3)$$

— Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_\sigma \quad (2.5.4)$$

où $\mathbf{F}_\sigma$ est la force volumique relative à la pression capillaire. Elle est effective uniquement à l'interface et est introduite dans les équations de conservation par un terme singulier de distribution de Dirac.

— Equation de conservation de l'énergie interne :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \nabla \cdot (p \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + q^{ch} \quad (2.5.5)$$

avec q^{ch} le transfert d'énergie lié au changement de phase.

La résolution numérique d'un tel modèle doit faire face à plusieurs défis, avec en premier lieu la détermination de la position de l'interface et son évolution, puis notamment les discontinuités entre les phases (et particulièrement celle de la masse volumique) et la modélisation des forces capillaires associées à cette interface. A cela se rajoutent la modélisation du changement de phase et le traitement des termes sources correspondants.

2.5.1 Evolution de l'interface

Les méthodes classiques de résolution numérique des équations de Navier-Stokes doivent être complétées par une méthode permettant de déterminer l'évolution de la position de l'interface au cours du temps. Ces méthodes sont classées en deux catégories. Les méthodes de suivi, où l'interface est identifiée directement par une approche lagrangienne ; et les méthodes de capture, où l'interface est identifiée par une approche eulérienne. Nous présenterons quelques-unes de ces méthodes. Pour plus de détails le lecteur peut se référer à [Hyman \(1984\)](#) ou encore à [Tryggvason *et al.* \(2011\)](#).

2.5.1.i Suivi d'interface

Les méthodes de suivi d'interface peuvent être des méthodes purement lagrangiennes, où le maillage est mobile avec l'interface ; ou des méthodes lagrangiennes/eulériennes où les équations de conservation sont résolues sur un maillage fixe et l'interface est suivie par des marqueurs mobiles.

Méthodes *Marker And Cell*

Une des premières méthodes pour traiter des écoulements diphasiques est la méthode *Marker And Cell*. Elle a été développée par [Harlow et Welch \(1965\)](#) pour étudier des écoulements incompressibles à surface libre. Un maillage fixe est occupé partiellement par le fluide dont on veut suivre le mouvement. Des marqueurs sont placés à l'intérieur de ces cellules fluides. Cette association est schématisée sur la [Figure 2.4](#). Le déplacement des marqueurs est calculé à partir de la vitesse dans les cellules dans lesquelles ils se déplacent. La position de l'interface est donc connue grâce à la présence ou non de marqueurs entre deux cellules. Cela permet ensuite d'appliquer les conditions aux limites de surface libre. Dans sa version initiale, la méthode *Marker And Cell* est appliquée à la résolution d'une configuration de rupture de barrage ([Harlow et Welch, 1965](#)). La méthode a ensuite été adaptée pour la résolution d'écoulements diphasiques prenant en compte les effets capillaires, par exemple pour l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ([Daly, 1969](#)).

Cependant, pour que l'interface soit finement résolue, cette méthode nécessite un nombre important de marqueurs par rapport au nombre de cellules fixes, et est donc très coûteuse en temps de calcul. Un autre point négatif pour cette méthode est la distribution de ces marqueurs dans le fluide. Puisque les marqueurs sont déplacés par le fluide, il est tout à fait possible d'observer des zones où les marqueurs se concentrent et d'autres qui s'en voient faussement appauvries. Une façon de minimiser cet effet est d'advecter les marqueurs uniquement selon la composante normale de vitesse à l'interface ou d'effectuer une redistribution des marqueurs, auquel cas une perte de précision est attendue à cause de l'interpolation. Ceci rejoint la technique *Front-Tracking* exposée ci-dessous. Enfin, l'interface se résumant à la présence ou non de marqueurs, cette méthode ne permet pas

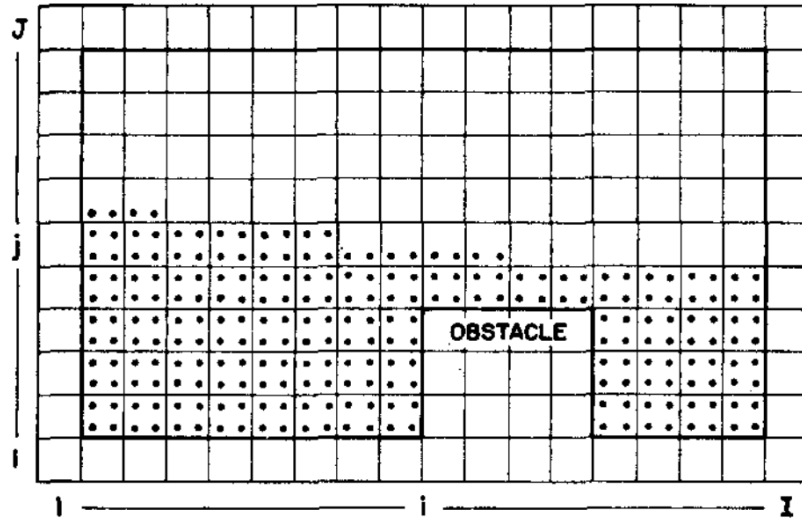


FIGURE 2.4 – Schématisation d'un maillage de type *Marker And Cell* (Harlow et Welch, 1965). Le maillage est constitué de cellules fixes et de marqueurs mobiles qui sont advectés par l'écoulement du fluide.

une description précise de la géométrie de l'interface, et donc une estimation correcte des propriétés variant avec l'interface.

Méthodes *Front-Tracking*

Dans les méthodes *Front-Tracking*, la frontière entre les deux fluides est traitée par des marqueurs mobiles connectés entre eux, comme schématisé sur la Figure 2.5. Le front correspond à la totalité des objets qui décrivent l'interface : en plus des marqueurs, il contient notamment les connexions entre les différents marqueurs. Ces objets sont modifiés lorsque l'interface se déplace. Les méthodes de *Front-Tracking* diffèrent selon les techniques de répartition, déplacement et étirement des marqueurs. Le maillage fixe et les marqueurs utilisés doivent interagir pour par exemple mettre à jour les propriétés des fluides dans les sous-domaines ou pour calculer la force de tension de surface. En plus de pouvoir suivre l'interface, le front doit pouvoir être adaptable pour se restructurer selon les changements de topologie de l'interface rencontrés lors de coalescence ou de fragmentation. Ces techniques sont par exemple détaillées par Tryggvason *et al.* (2011).

2.5.1.ii Capture de l'interface

Les méthodes de capture, également appelées méthodes eulériennes, opèrent sur un maillage fixe. Deux principales méthodes ont été développées : la méthode *Level-Set* et la méthode *Volume-of-Fluid* (VoF). Dans les deux cas la position de l'interface est obtenue à partir de la résolution d'une équation d'advection d'un champ scalaire ϕ :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (2.5.6)$$

La connaissance de celui-ci permet ensuite de remonter à la position de l'interface. La définition de ce champ scalaire et ses manipulations discriminent la méthode choisie.

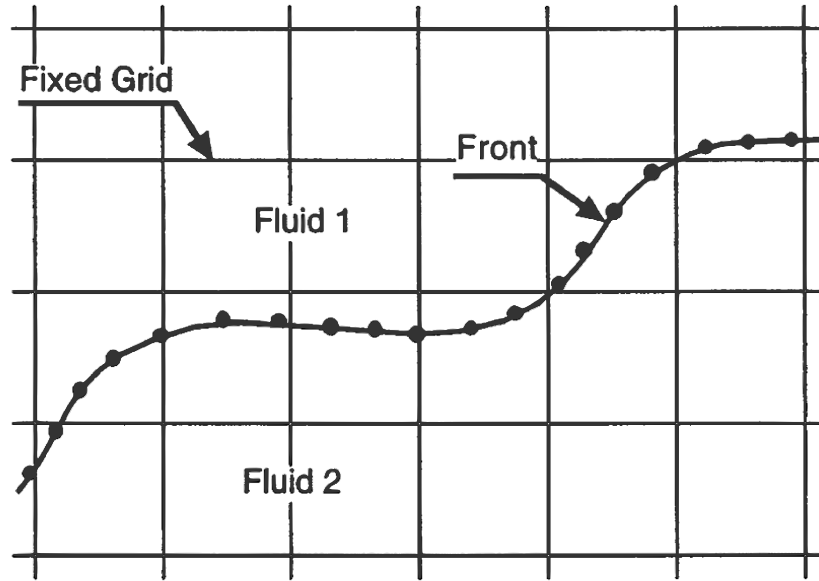


FIGURE 2.5 – Schématisation de la méthode *Front-Tracking*. Les équations de conservation sont résolues sur un maillage fixe. La frontière entre les deux phases est représentée par un front composé de marqueurs connectés se déplaçant avec l'interface (Tryggvason *et al.*, 2001).

Méthodes *Volume-of-Fluid*

La méthode VoF (Hirt et Nichols, 1981) est basée sur la définition d'une fraction volumique de phase α_k correspondant à la fraction volumique occupée par une phase donnée dans une cellule. Dans notre cas il n'y a que deux phases, liquide et vapeur. Cette fraction volumique est calculée dans chaque cellule à partir de la fonction indicatrice de phase (Eq. 2.3.7) :

$$\alpha_k(C_i) = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \Phi_k(\mathbf{x}) dV \quad (2.5.7)$$

où C_i et V_i sont respectivement le centre et le volume de la cellule i . Dans le formalisme utilisé pour cette thèse, le liquide est considéré comme la phase de référence pour la fraction volumique de phase. Ainsi, celle-ci vaut 1 dans les cellules entièrement remplies de liquide et 0 dans celles entièrement remplies de vapeur. L'interface liquide-vapeur est alors située au niveau de la discontinuité de la fraction volumique de phase. Sur un maillage cette discontinuité n'est jamais parfaite et l'interface se situe dans les cellules où la fraction volumique de phase est comprise strictement entre 0 et 1, comme illustré sur la Figure 2.6.

Le suivi de l'interface avec les méthodes VoF est classé en méthodes algébriques et méthodes géométriques. Dans les deux cas, l'évolution de l'interface est capturée par la résolution d'une équation d'advection de la fraction volumique de phase. Celle-ci est obtenue à partir des équations de conservation de la masse dans chacune des phases. Pour un écoulement incompressible sans changement de phase, l'équation d'advection de la fraction volumique de phase s'écrit :

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = 0 \quad (2.5.8)$$

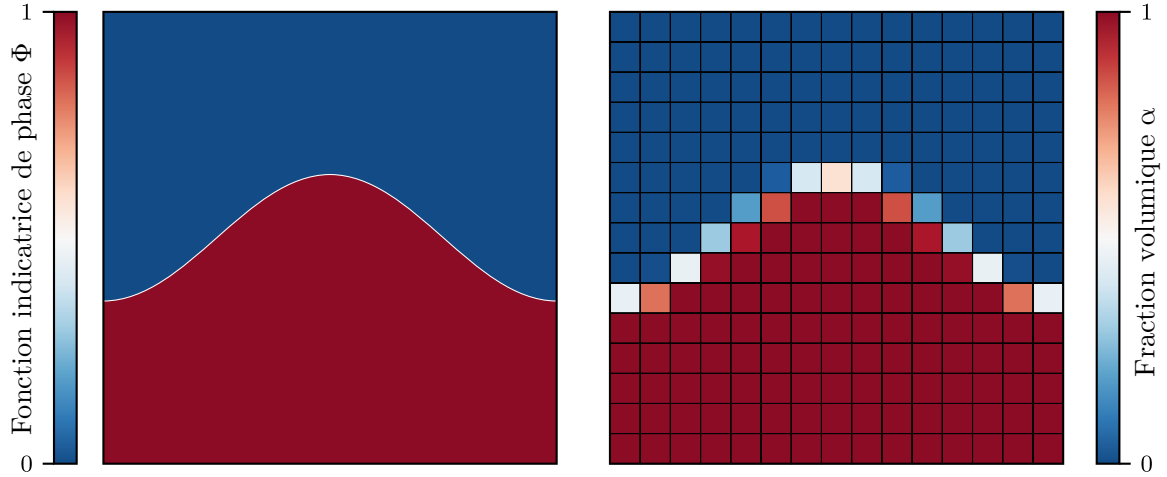


FIGURE 2.6 – Illustration du passage de la fonction indicatrice de phase vers la fraction volumique VoF (adapté de [Evrard et al. \(2017\)](#))

Cependant, il s'agit de résoudre numériquement l'advection d'une fonction bornée discontinue, ce qui a tendance à diffuser et déformer l'interface. La méthode MULES (*Multidimensional Universal Limiter for Explicit Solution*), implémentée dans OpenFOAM, est basée sur l'utilisation d'un limiteur pour conserver la fraction volumique de phase bornée entre 0 et 1. Un terme de compression artificielle est également ajouté à l'équation de transport de fraction volumique de phase pour éviter que l'interface soit trop diffuse ([Deshpande et al., 2012](#)). Bien que ces méthodes fournissent de bonnes solutions pour l'advection de l'interface, la seule connaissance de la fraction volumique de phase ne donne aucune information sur la répartition des phases au sein de chaque cellule, et donc sur la position *précise*, c'est à dire pente et courbure, de l'interface.

Pour améliorer la représentation de l'interface, les méthodes géométriques ajoutent une étape de reconstruction. Cependant elles sont plus complexes à implémenter et augmentent le temps de calcul ([Deshpande et al., 2012](#); [Pirozzoli et al., 2019](#)). La reconstruction de l'interface est un modèle de sous-maille qui consiste à distribuer les phases dans chaque cellule en accord avec les fractions volumiques. Cependant, un nombre infini d'interfaces peut correspondre à une fraction volumique donnée, comme illustré par la [Figure 2.7](#).

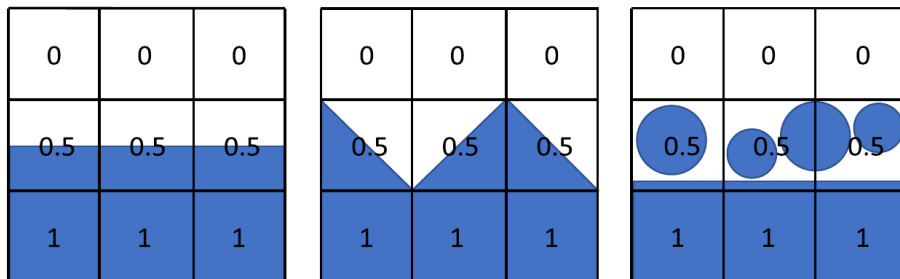


FIGURE 2.7 – Exemples d'interfaces pour une même valeur de fraction volumique ([Scheufler et Roenby, 2019](#)). Dans les exemples de gauche et du milieu, l'interface est représentée par un plan qui coupe la cellule en deux selon les deux phases. Dans l'exemple de droite, le maillage est trop grossier pour une quelconque représentation plane adéquate.

La position de l'interface dans une cellule est alors dépendante des informations des cellules voisines. Puisqu'une cellule concernée par la reconstruction de l'interface a, par définition, une fraction volumique de phase comprise strictement entre 0 et 1, alors le long de la normale à l'interface, les cellules voisines dans un sens sont entièrement remplies d'une phase ; et les cellules voisines dans l'autre sens sont entièrement remplies de l'autre phase. Une distribution correcte des phases doit alors suivre ce sens. La méthode de reconstruction doit être capable de reproduire ce comportement lors de la distribution des deux phases dans chaque cellule. En effet, une mauvaise représentation de l'interface peut notamment produire des artefacts numériques lors du calcul des forces surfaciques (les effets capillaires par exemple) et des tourbillons apparaissent à proximité des interfaces, appelés courants parasites (Scardovelli et Zaleski, 1999; Deshpande *et al.*, 2012; Popinet, 2018). Généralement, la reconstruction est basée sur la représentation de l'interface par une surface plane qui sépare chaque cellule en deux sous-cellules, avec chaque sous-cellule remplie entièrement d'une des phases, en accord avec la valeur de la fraction volumique de phase dans la cellule. A partir de la seule information de la fraction volumique de phase, l'objectif de la reconstruction est alors de déterminer ces plans, c'est-à-dire le centre de l'interface et le vecteur normal.

Avec la reconstruction par *Simple Line Interface Calculation* (SLIC), les plans sont formés par des segments de droite alignés avec le maillage cartésien (Noh et Woodward, 1976). La direction de l'alignement du segment dans une cellule dépend des valeurs de fraction volumique de phase dans les cellules voisines (voir Figure 2.8b). Relativement peu complexe, cette méthode n'est plus utilisée car en plus de fortement déformer l'interface, elle génère des morceaux d'interface qui se séparent de façon non physique.

La méthode de reconstruction la plus connue est la méthode de *Piecewise Linear Interface Reconstruction* (PLIC). Il s'agit d'une nette amélioration puisque les plans formés ne sont plus nécessairement alignés avec les mailles (voir Figure 2.8c). Diverses techniques ont été proposées pour la reconstruction de l'interface, par exemple dans les travaux de Youngs (1984), l'orientation de la normale à l'interface est calculée à partir du gradient de la fraction volumique de phase. Il est important de noter que l'interface reconstruite par la méthode PLIC n'est pas une fonction continue d'une cellule vers ses voisines.

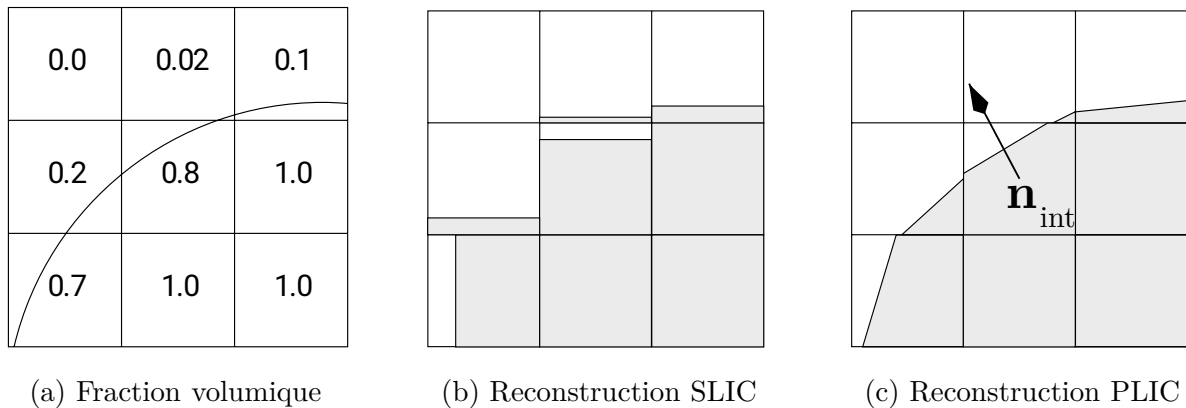


FIGURE 2.8 – Reconstruction de l'interface pour la méthode VoF : (a) interface et fraction volumique associée ; (b) reconstruction SLIC avec des plans alignés avec les mailles ; (c) reconstruction PLIC avec des plans orientés selon le gradient de la fraction volumique de phase (d'après Tryggvason *et al.* (2011)).

Récemment la méthode *isoAdvector* (Roenby *et al.*, 2016, 2019) a été implémentée dans OpenFOAM. Elle permet une meilleure résolution de l'interface et la réduction des courants parasites par rapport à la méthode MULES. L'algorithme est constitué de deux étapes : la reconstruction de l'interface puis l'advection de l'interface. Dans sa première version, cette reconstruction est effectuée à partir d'iso-surfaces de fraction volumique de phase. La représentation d'une iso-surface est une liste de points, illustrée en bleu sur la Figure 2.9, pour laquelle l'iso-surface coupe les arêtes d'une cellule. Cette liste de points forme une face (pas nécessairement plane) qui sépare la cellule en deux sous-cellules, comme illustré en vert sur la Figure 2.9. L'objectif de l'algorithme est de trouver pour chaque cellule l'iso-surface pour laquelle les sous-cellules respectent la fraction volumique.

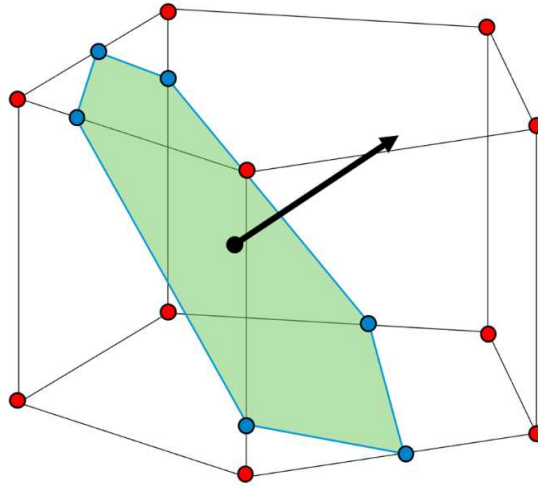


FIGURE 2.9 – Schématisation d'une iso-surface de l'algorithme *isoAdvector* (Roenby *et al.*, 2019)

La position de l'interface à l'instant suivant est prédite par advection le long de la direction normale. La vitesse d'advection est calculée par interpolation des vitesses dans les cellules voisines. Le nouveau champ de fraction volumique de phase est ensuite calculé à partir des nouvelles positions des interfaces. La méthode est enrichie par Scheufler et Roenby (2019) avec l'implémentation de méthodes de reconstruction supplémentaires plus adaptées pour des maillages non-structurés.

Bien qu'initialement le calcul de la position de l'interface de manière précise faisait défaut aux méthodes VoF par rapport aux méthodes *Level-Set*, ces travaux récents sur la reconstruction de l'interface ont permis un net progrès.

Méthode *Level-Set*

La méthode *Level-Set* a été introduite par Osher et Sethian (1988) pour décrire dans l'espace le mouvement d'une interface déplacée par un champ de vitesse. Les deux phases sont identifiées par une fonction niveau $F(\mathbf{x}, t)$ qui est positive dans une phase et négative dans l'autre. En chaque point, la valeur de la fonction niveau correspond à la distance entre l'interface et ce point dans la direction normale à l'interface. L'interface entre les deux phases est alors représentée par le niveau zéro $F(\mathbf{x}, t) = 0$, comme illustré sur la

Figure 2.10. Le déplacement de l'interface est calculé en advectant la fonction niveau par l'écoulement selon l'équation :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = 0 \quad (2.5.9)$$

Avec cette méthode, les changements de topologie de l'interface, tels que les coalescences et ruptures, sont traités automatiquement. Contrairement à la fraction volumique de phase de la méthode VoF, la distance est une fonction continue dont le vecteur normal à l'interface $\mathbf{n}_{int}$ peut être obtenu directement :

$$\mathbf{n}_{int} = \frac{1}{|\nabla F|} \nabla F \quad (2.5.10)$$

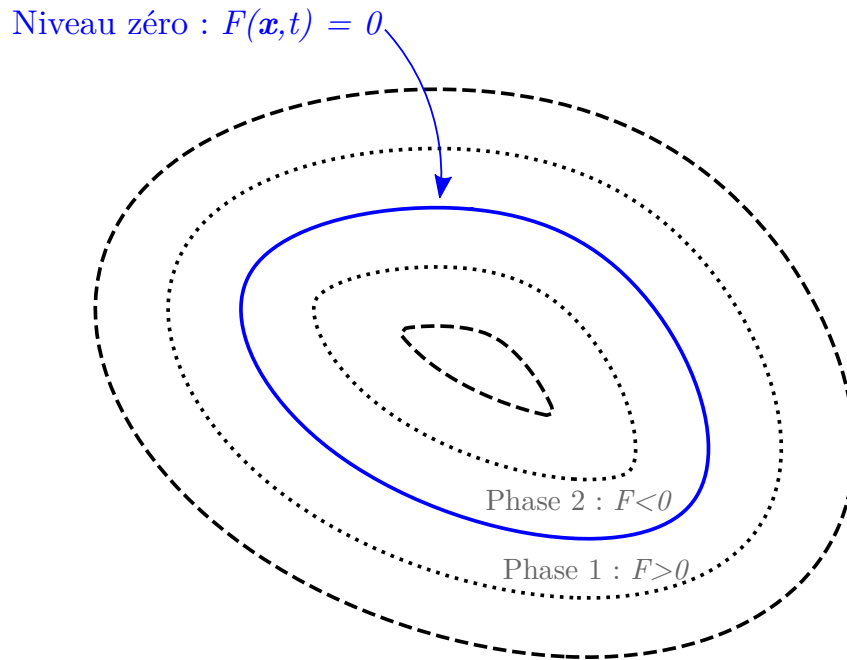


FIGURE 2.10 – Schématisation des isocontours de la fonction *Level-Set*. L'interface entre les deux phases est représentée par le niveau zéro $F(\mathbf{x}, t) = 0$.

Toutefois, avec le transport, la fonction F n'est plus une mesure correcte de la distance par rapport à l'interface (en d'autres termes, la résolution de l'équation d'advection ne conserve pas les distances). Une étape de réinitialisation de la fonction niveau est alors nécessaire pour que celle-ci conserve ses propriétés de distance (Sussman *et al.*, 1994). La méthode *Level-Set* a été appliquée à la simulation des écoulements diphasiques par Sussman *et al.* (1994) pour étudier des écoulements de bulles d'air dans l'eau et la chute de gouttes d'eau dans l'air. Bien que l'interface soit représentée avec une grande précision, la conservation de la masse est moins garantie qu'avec la méthode VoF.

Méthodes hybrides

Des méthodes hybrides, telles que *Coupled Level-Set/Volume-of-Fluid* (CLSVoF) ont également émergé pour combiner les avantages des deux méthodes : l'interface est représentée plus précisément qu'avec la méthode VoF et la masse est mieux conservée qu'avec

la méthode *Level-Set*. Ces méthodes couplées ont notamment été développées dans les travaux de [Sussman et Puckett \(2000\)](#) pour les écoulements dominés par les effets capillaires, et de [Ménard *et al.* \(2007\)](#), pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor d'un jet liquide. Cependant, les résolutions d'une équation pour la fraction volumique de phase et d'une équation pour la fonction niveau s'avèrent coûteuses en temps de calcul.

2.5.2 Modélisation des effets capillaires

Les effets capillaires se manifestent notamment par une force de tension de surface, agissant dans une région très fine autour de l'interface, et se traduisant par un saut de pression (voir [A.2](#)). La modélisation de cette région est nécessaire pour une bonne évaluation de la position de l'interface. Cette région peut être modélisée par une distribution de Dirac $\mathbf{n}_{int}\delta_{int}$. Afin de pouvoir être discrétisée dans un solveur aux volumes finis, la force de tension de surface doit être exprimée comme une force volumique $\mathbf{F}_\sigma$:

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma \kappa \mathbf{n}_{int} \delta_{int} \quad (2.5.11)$$

Il s'agit alors de pouvoir exprimer la tension de surface σ , la courbure de l'interface κ ainsi que la distribution de Dirac δ_{int} . Dans ce travail, la tension de surface sera supposée constante et uniforme. La modélisation de la distribution de Dirac consiste en l'approximation dans un domaine discrétisé de la région très fine autour de l'interface. Plusieurs modèles ont été développés selon la méthode de suivi de l'interface choisie ([Popinet, 2018](#)). Dans le cadre de la méthode VoF, le modèle de [Brackbill *et al.* \(1992\)](#) est généralement utilisé pour modéliser la distribution de Dirac à partir de la fraction volumique de phase et s'exprime :

$$\mathbf{n}_{int} \delta_{int} = \nabla \alpha \quad (2.5.12)$$

La courbure est déterminée en deux étapes. D'abord la normale à l'interface est calculée selon :

$$\mathbf{n}_{int} = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (2.5.13)$$

La courbure est ensuite définie par la divergence de la normale à l'interface :

$$\kappa = \nabla \cdot \mathbf{n}_{int} = \nabla \cdot \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (2.5.14)$$

On notera qu'une propriété importante de $|\nabla \alpha|$ est que son intégrale volumique dans une région contenant une interface est une mesure de la surface de l'interface ([Hardt et Wondra, 2008](#)). $|\nabla \alpha|$ représente le rapport de l'aire de l'interface interceptée par une cellule au volume de cette dernière :

$$|\nabla \alpha| = \frac{S_{int}}{V_{cell}} \quad (2.5.15)$$

avec S_{int} l'aire de l'interface coupant la cellule et V_{cell} le volume de celle-ci.

2.5.3 Modélisation du changement de phase

La modélisation du changement de phase consiste en la modélisation de termes de transferts de masse et d'énergie entre les deux phases lors de l'évaporation et la condensation. Cela se traduit par l'ajout de termes sources et/ou puits dans les différents bilans.

2.5.3.i Modèle de Lee

Dans une modélisation simplifiée, [Lee \(1980\)](#) propose de calculer les taux d'évaporation et de condensation ($\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$) à partir de la déviation entre la température locale et la température de saturation :

$$\dot{\rho} = \begin{cases} r_e \alpha_l \rho_l \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T > T_{sat} \\ r_c \alpha_v \rho_v \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T < T_{sat} \end{cases} \quad (2.5.16)$$

Le terme source dans l'équation de l'énergie est ensuite calculé par multiplication par l'enthalpie de changement d'état : $q_{ch} = \dot{\rho} \Delta h_{lv}$. Les facteurs de relaxation d'évaporation et de condensation r_e et r_c sont des coefficients empiriques. Leurs valeurs sont déterminées par des simulations successives pour maintenir la température de l'interface proche de la saturation. Malheureusement les valeurs peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeur, typiquement de l'ordre de $0,1 \text{ s}^{-1}$ à 10^6 s^{-1} . Des travaux ont montré que des valeurs trop faibles se traduisent par des écarts significatifs entre la température de l'interface et la température de saturation, tandis que des valeurs trop élevées posent des problèmes de convergence. Souvent, il est donc nécessaire de régler progressivement les valeurs des facteurs pour chaque cas de calcul afin d'obtenir un compromis entre stabilité et précision. Toutefois, le modèle de Lee permet le changement de phase au sein d'une phase saturée (pas de multiplication par $|\nabla \alpha|$, mesure de la surface de l'interface, à la différence des modèles présentés dans les sections [2.5.3.ii](#) et [2.5.3.iii](#) qui suivent). Cette possibilité permet au modèle les simulations d'écoulements avec changement de phase à échelle réelle, avec une faible complexité.

2.5.3.ii Modèles de Schrage et Tanasawa

Selon le modèle de Schrage, les taux de transfert de masse liés à l'évaporation et à la condensation sont issus de la théorie cinétique des gaz ([Schrage, 1953](#)). Le flux de chaleur à l'interface q_{int} est alors fonction des sauts de pression et de température à l'interface :

$$q_{int} = \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}}{\sqrt{2\pi R_{gaz}}} \left(\frac{p_{int,v}}{\sqrt{T_{int}}} - \frac{p_v}{\sqrt{T_{sat}(p_v)}} \right) \quad (2.5.17)$$

où p_v est la pression de la vapeur et $p_{int,v}$ est la pression de la vapeur immédiatement au contact de l'interface. Le coefficient d'accommodation f représente la fraction de molécules qui entrent en contact avec l'interface et changent d'état. Des incertitudes existent encore sur la valeur de ce paramètre selon la situation étudiée ([Persad et Ward, 2016](#)).

Tanasawa simplifie le modèle de Schrage en supposant l'écart entre la température de saturation et la température de l'interface faible ($T_{int} \approx T_{sat}$ et $p_{int,v} \approx p_{sat}$) :

$$q_{int} = \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}}{\sqrt{2\pi R_{gaz} T_{sat}(p)}} (p_{sat} - p_v) \quad (2.5.18)$$

La différence de pression $p_{sat} - p_v$ peut être approchée par une différence de température à partir de l'équation de Clapeyron. En effet, d'une part :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{sat} = \frac{\Delta h_{lv} \rho_l \rho_v}{T_{sat}(p_v) (\rho_l - \rho_v)} \quad (2.5.19)$$

et comme $\rho_l \gg \rho_v$, cette relation se simplifie en :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{sat} \approx \frac{\Delta h_{lv} \rho_v}{T_{sat}(p_v)} \quad (2.5.20)$$

D'autre part la dérivée peut être approchée par :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{sat} \approx \frac{p_{sat}(T) - p_v}{T - T_{sat}(p_v)} \quad (2.5.21)$$

En combinant les relations 2.5.20 et 2.5.21, la différence de pression dans 2.5.18 s'exprime :

$$p_{sat} - p_v = \frac{\Delta h_{lv} \rho_v}{T_{sat}} (T - T_{sat}) \quad (2.5.22)$$

L'expression du flux de chaleur à l'interface pour le modèle de Tanasawa s'exprime alors finalement par :

$$q_{int} = \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}^2 \rho_v}{T_{sat}^{3/2}(p_v) \sqrt{2\pi R_{gaz}}} (T - T_{sat}) \quad (2.5.23)$$

Le terme source dans l'équation de l'énergie est obtenu selon :

$$q_{ch} = q_{int} |\nabla \alpha| = q_{int} \frac{S_{int}}{V_{cell}} \quad (2.5.24)$$

La présence du terme S_{int} implique l'existence d'une interface au moment de calculer le flux de changement de phase. Le terme source de masse à l'interface $\dot{\rho}$ s'exprime ensuite par division par l'enthalpie de changement d'état :

$$\dot{\rho} = q_{ch} / \Delta h_{lv} = \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv} \rho_v}{T_{sat}^{3/2}(p_v) \sqrt{2\pi R_{gaz}}} (T - T_{sat}) \frac{S_{int}}{V_{cell}} \quad (2.5.25)$$

Bien que le coefficient d'accommodation f ait une signification physique et une valeur quantifiable par rapport aux taux d'évaporation et de condensation du modèle de Lee, les modèles de Schrage et Tanasawa nécessitent tout de même l'ajustement de ce paramètre, typiquement entre 0,01 et 1.

2.5.3.iii Modèle de calcul direct du flux de chaleur

Pour éviter d'utiliser un coefficient empirique dans le modèle de changement de phase, le modèle de calcul direct du flux de chaleur à l'interface est basé uniquement sur des bilans. Dans ce modèle à l'équilibre thermique (c'est-à-dire absence de stockage d'énergie par l'interface), le flux de chaleur de changement de phase à l'interface est calculé à partir des flux de chaleur de part et d'autre de l'interface (Figure 2.11) :

$$q_{int} = q_l + q_v \quad (2.5.26)$$

En utilisant la loi de Fourier, ces deux flux de chaleur se traduisent par les calculs, de part et d'autre de l'interface, du gradient de température dans la direction normale à l'interface :

$$q_{int} = \lambda_l (\nabla T_l) \cdot \mathbf{n}_l - \lambda_v (\nabla T_v) \cdot \mathbf{n}_l \quad (2.5.27)$$

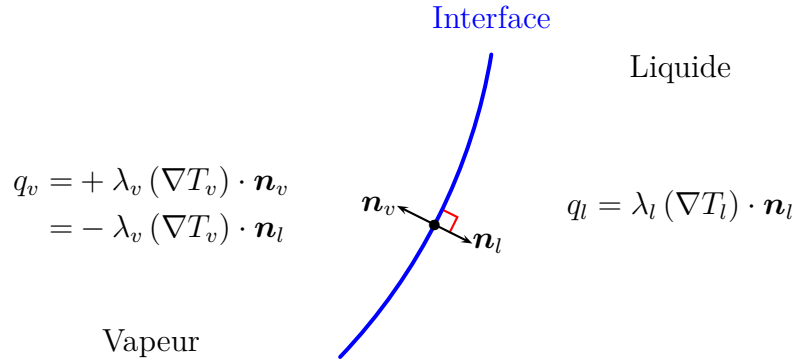


FIGURE 2.11 – Schématisation des flux de chaleur de part et d'autre de l'interface. Les flux de chaleur sont exprimés selon la loi de Fourier, ce qui revient à calculer les gradients de température dans la direction normale à l'interface.

Comme pour le modèle de Schrage, le terme source de masse à l'interface $\dot{\rho}$ s'exprime ensuite :

$$\dot{\rho} = \frac{q_{int}}{\Delta h_{lv}} \times \frac{S_{int}}{V_{cell}} \quad (2.5.28)$$

Ce modèle a été implémenté dans OpenFOAM avec une formulation explicite par [Kunkelmann \(2011\)](#) pour ses simulations de croissance et coalescence de bulles. Pour obtenir un calcul plus stable, [Batzdorf \(2015\)](#) a reformulé le calcul des termes sources avec une expression implicite. Dans le cadre de leurs travaux sur l'ébullition, le gradient de température du côté de la vapeur est négligé car la conductivité thermique est bien plus faible que celle du liquide. Le calcul du gradient de température liquide est effectué à partir des cellules voisines entièrement liquides partageant un sommet avec la cellule courante, comme illustré sur la Figure 2.12. Le gradient de température correspond à une valeur pondérée selon l'alignement β_i de ces cellules voisines avec la normale à l'interface :

$$\nabla_{int} T = \sum_i \frac{\cos \beta_i}{\sum_j \cos \beta_j} \frac{T_i - T_{sat}}{|\mathbf{x}_{int} - \mathbf{x}_i|} \quad (2.5.29)$$

avec β_i l'angle formé entre la direction de la normale à l'interface et la direction définie par le centre x_{int} de l'interface dans la cellule et le centre x_i de la cellule i , qui s'exprime par :

$$\cos \beta_i = \frac{(\mathbf{x}_{int} - \mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{n}_{int}}{|\mathbf{x}_{int} - \mathbf{x}_i|} \quad (2.5.30)$$

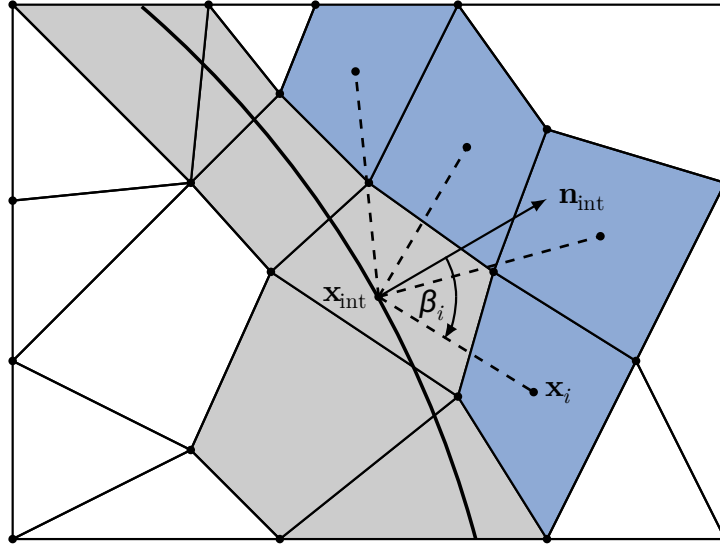


FIGURE 2.12 – Calcul du gradient de température dans la direction normale à l'interface (adapté de Batzdorf (2015)). Les cellules grisées contiennent l'interface. La position $\mathbf{x}_{int}$ représente le centre de l'interface coupant la cellule et $\mathbf{n}_{int}$ est le vecteur unitaire normal à l'interface à la position $\mathbf{x}_{int}$. Les cellules bleues représentent les cellules voisines, de centre $\mathbf{x}_i$, entièrement liquides et partageant un sommet avec la cellule courante. Le gradient de température correspond à une valeur pondérée des gradients selon l'angle β_i formé par la normale à l'interface avec les centres de cellules voisines. Les cellules les plus alignées avec la normale ont un poids plus important.

A finesse de maillage identique, le modèle basé sur l'équilibre des flux s'avère plus précis que le modèle de Tanasawa.

2.5.3.iv Transferts thermiques et changement de phase à la paroi

Les modèles de Schrage, Tanasawa et de calcul direct permettent le calcul du flux de chaleur associé au changement de phase à l'interface liquide-vapeur. Ils ne sont donc pas adaptés au changement de phase en l'absence d'interface, comme par exemple lors de l'ébullition nucléée. Ces modèles doivent alors être complétés par la modélisation des transferts de chaleur à la paroi et du changement de phase associé pour simuler ces phénomènes. Nous avons rappelé en [section 1.3.2.i](#) que la formation des bulles est issue de la croissance d'embryons de vapeur piégés dans des cavités, et est liée à la surchauffe de la paroi. Ensuite, la bulle croît par évaporation du liquide à l'interface liquide-vapeur.

Bien que le transfert de chaleur par ébullition nucléée soit utilisé dans de nombreuses applications industrielles avec de fortes densités de flux, la modélisation à l'échelle microscopique des mécanismes de transferts de chaleur lors de l'ébullition nucléée est encore un

sujet de recherche actif (Urbano *et al.*, 2018; Franz *et al.*, 2021; Bureš et Sato, 2021). En effet, la modélisation de l'ébullition nucléée est une tâche complexe puisqu'il est nécessaire de prendre en compte des phénomènes physiques agissant sur des plages d'échelles variées (Kunkelmann *et al.*, 2012; Guion *et al.*, 2018). Ces différentes échelles, illustrées sur la Figure 2.13, concernent :

- la base de la bulle, qui a l'air sèche d'un point de vue macroscopique. Elle est formée d'un film de liquide adsorbé d'une épaisseur de quelques nanomètres. Ce film de liquide est composé de seulement quelques couches à l'échelle moléculaire, et, à cause des forces d'attraction, il ne s'évapore pas (Stephan et Hammer, 1994) ;
- la micro-région, une zone de transition entre le film adsorbé et la micro-couche éventuelle, ou la macro-région le cas échéant. La longueur caractéristique de la micro-région est de l'ordre du micromètre pour une épaisseur d'une centaine de nanomètres (Région II) ;
- la micro-couche de liquide selon le régime d'ébullition. Sa longueur typique est de l'ordre du millimètre pour une épaisseur micrométrique (Région III).

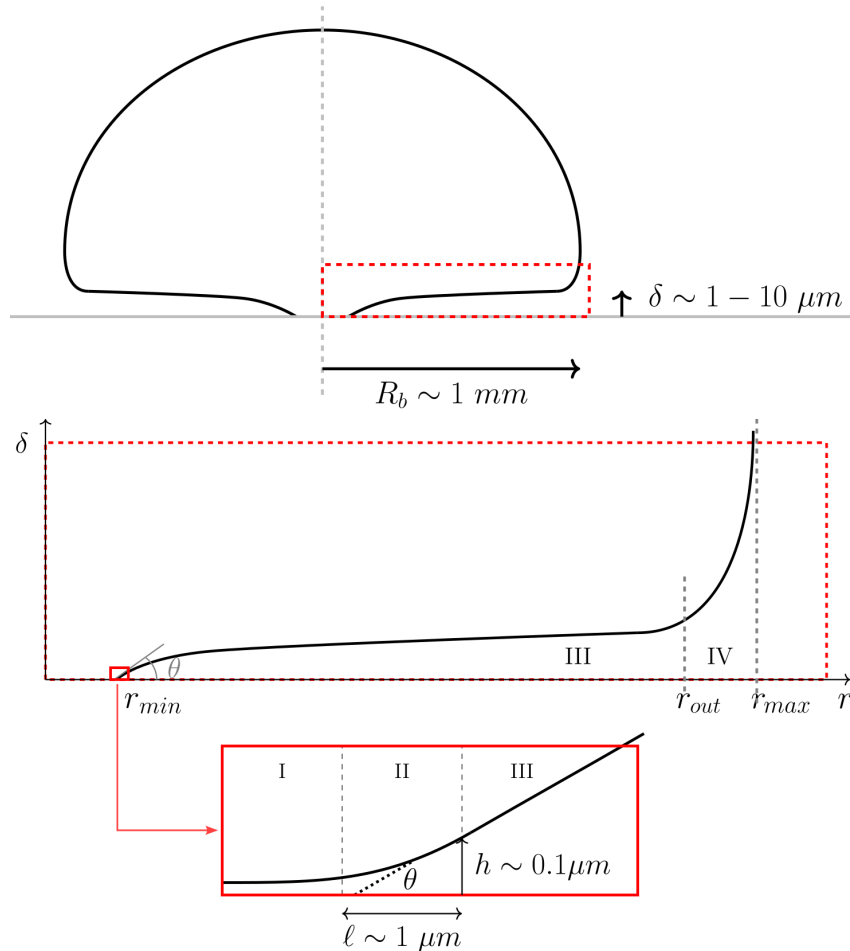
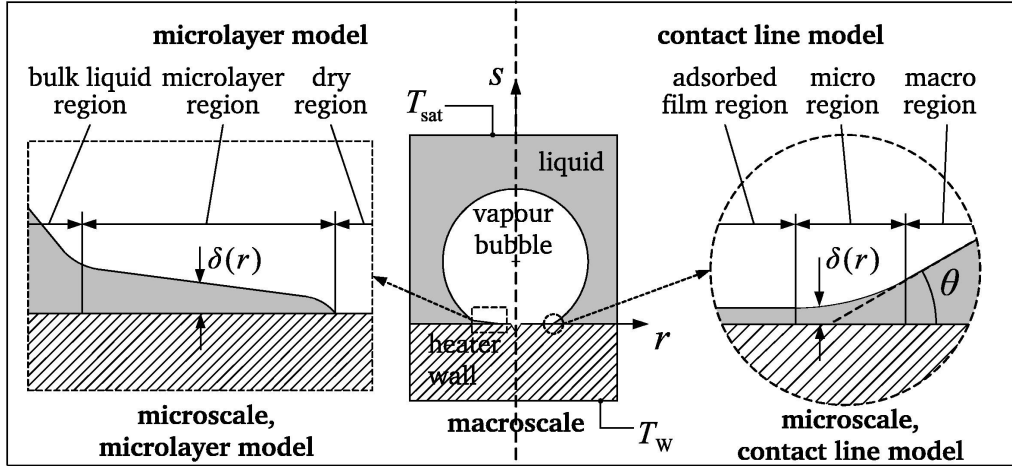
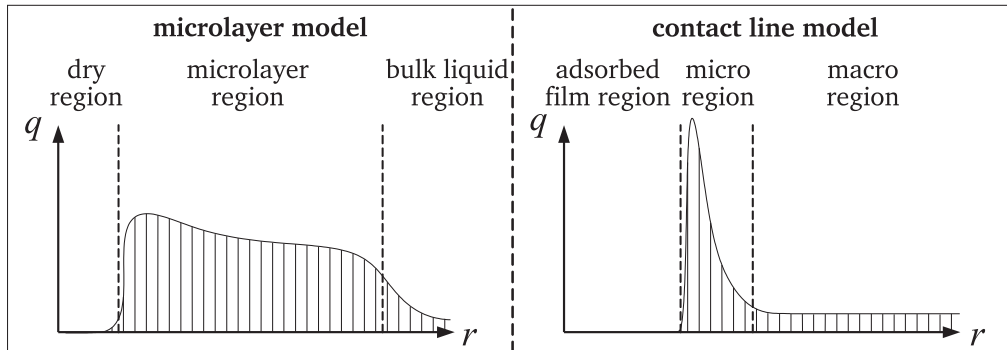


FIGURE 2.13 – Différentes échelles mises en jeu lors de l'ébullition nucléée lors de la croissance avec formation d'une micro-couche de liquide (d'après Guion *et al.* (2018).). Région I : film de liquide adsorbé. Région II : transition entre le film adsorbé et la micro-couche. Région III : micro-couche de liquide. Région IV : bord extérieur de la micro-couche.

Selon les mécanismes de transfert de chaleur dominants à l'échelle microscopique, la croissance d'une bulle lors de l'ébullition nucléée peut être distinguée selon deux modèles : le modèle d'évaporation à la ligne de contact et le modèle d'évaporation de la micro-couche (Kim, 2009). Ces modèles sont illustrés sur la Figure 2.14a. La transition entre les deux modèles est encore floue et fait l'objet de travaux récents (Schweikert *et al.* (2019); Bureš et Sato (2021)).



(a) Schématisation des régimes de croissance d'une bulle lors de l'ébullition



(b) Profils de transfert de chaleur lors de la croissance

FIGURE 2.14 – Régimes de croissance d'une bulle lors de l'ébullition nucléée (d'après Fischer *et al.* (2015)). A gauche, modèle d'évaporation de la micro-couche. A droite, modèle d'évaporation à la ligne de contact.

Modélisation de l'évaporation à la ligne de contact

Le modèle d'évaporation à la ligne de contact prend en compte les forces d'attraction moléculaire (Van Der Waals) entre la paroi et l'interface liquide-vapeur. L'attraction diminue rapidement lorsque le film s'épaissit. L'évaporation a donc lieu dans une zone proche du film adsorbé, où le film est suffisamment épais pour que les forces d'adhésion soient faibles, et à la fois suffisamment fin pour que la résistance thermique par conduction soit faible (Kim, 2009). Cette zone est appelée micro-région. Cette zone est très mince dans la direction radiale, et cela se traduit par un pic de transfert de chaleur (voir Figure 2.14b à droite).

La micro-région est délimitée par la coordonnée ξ , parallèle à la paroi, dont l'origine correspond à la transition entre le film adsorbé et la micro-région. Dans cette région, l'épaisseur du film $\delta(\xi)$ augmente avec ξ . L'extrémité de la micro-région, $\xi = \xi_{mic}$, correspond à l'endroit où l'épaisseur du film est égale à la taille de la cellule du maillage macroscopique (voir Figure 2.15). A cause de la grande disparité entre les échelles microscopique et macroscopique, le calcul du transfert de chaleur dans la micro-région n'est pas introduit directement dans la simulation macroscopique. Le modèle de micro-région est donc considéré comme un modèle de sous-maille. Stephan et Hammer (1994) proposent un modèle basé sur l'approximation des équations de conservation par un modèle de lubrification. Il prend en compte les effets d'adhésion, la pression capillaire et la résistance thermique à l'interface liquide-vapeur. Ce modèle est une équation différentielle ordinaire non-linéaire d'ordre 4 pour l'épaisseur du film. Le lecteur peut se référer aux travaux de Stephan et Hammer (1994); Kunkelmann (2011); Batzdorf (2015) pour les développements mathématiques. Le modèle doit ensuite être couplé au solveur dans la macro-région afin de fournir les termes de transferts de masse et d'énergie. Afin d'éviter la résolution coûteuse de l'équation différentielle à chaque itération, elle est effectuée en amont des simulations et corrélée à la surchauffe à la paroi puis introduite comme conditions aux limites.

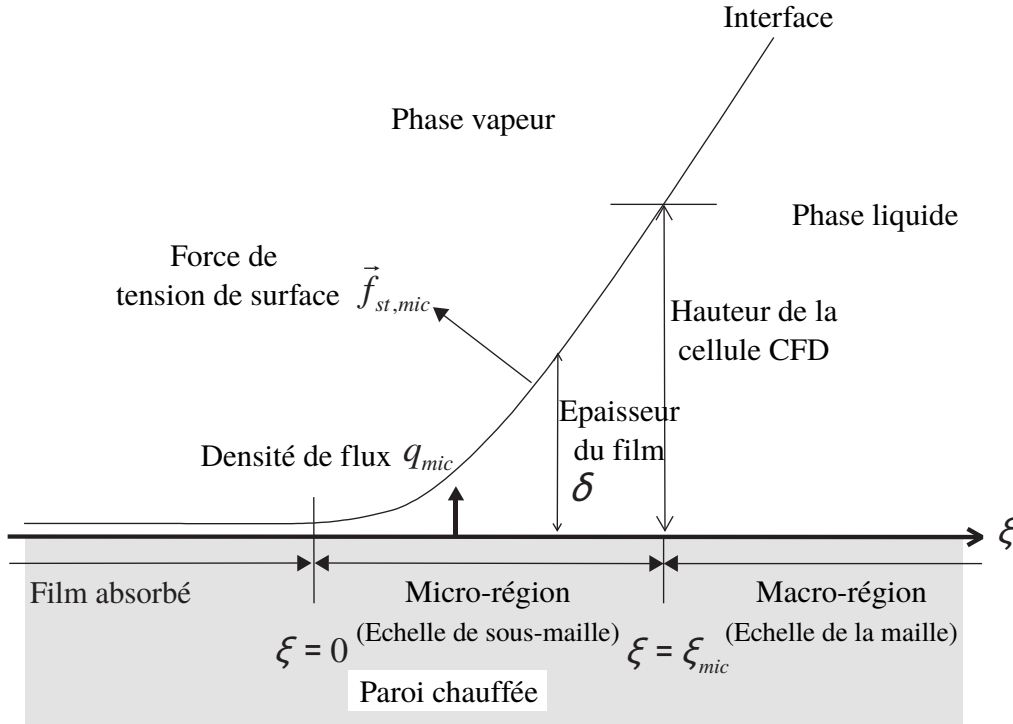


FIGURE 2.15 – Schématisation du modèle d'évaporation de la ligne de contact (adapté de Sato et Ničeno (2013)).

Modélisation de l'évaporation de la micro-couche

Lorsque la croissance de la bulle est suffisamment rapide, il peut arriver que la ligne de contact ne puisse pas se déplacer aussi rapidement que la bulle ne grossit. Dans ce cas, l'interface se courbe et une micro-couche de liquide se forme entre la base de la bulle et

la paroi solide. En plus de modéliser les transferts thermiques, il faut également prendre en compte l'hydrodynamique de la formation de cette micro-couche ([Guion *et al.*, 2018](#)).

Modélisation de sites de nucléation

Afin de pouvoir créer de la vapeur selon la surchauffe en paroi, [Sato et Ničeno \(2015\)](#) ont ajouté l'activation d'un site de nucléation à leur modèle de transferts couplés solide-fluide et évaporation de la micro-région. Leur unique site de nucléation est placé à une position connue du domaine chauffé, associé à une température d'activation. Lorsque la température au site de nucléation atteint cette température d'activation, une petite bulle est créée sur le site. Cette bulle est initialisée par un hémisphère de rayon égal à la taille d'une cellule. Une extension a été ensuite proposée par [Sato et Ničeno \(2017\)](#) où les sites de nucléation sont multiples. La distribution des sites de nucléation est effectuée avant le début de la simulation. A chaque site de nucléation est associée une température d'activation propre selon des données expérimentales de densité de sites de nucléation et de température de paroi. Ces sites sont caractérisés par deux états : le site est activé lorsque sa température dépasse la température d'activation (une bulle est alors créée), le site est désactivé lorsqu'il se retrouve au contact de liquide une fois que la bulle s'est détachée. La finesse de maillage nécessaire se traduit par un coût du calcul rédhibitoire, et les simulations sont actuellement restreintes à des géométries simples et de faibles dimensions.

Modèle à bulles de vapeur dispersées

Pour éviter des simulations à cette très petite échelle, [Dinsenmeyer *et al.* \(2017\)](#) proposent la production de bulles de vapeur à la paroi par l'ajout d'une troisième phase appelée phase vapeur dispersée. Ce modèle de sous-maille permet la production de vapeur à une échelle inférieure à la taille de la cellule. Cette phase dispersée est transportée par l'écoulement liquide. Elle peut se recondenser, rejoindre une large interface liquide-vapeur résolue par le maillage, et créer de la phase vapeur par accumulation en l'absence d'interface existante. Le transfert de chaleur à la paroi lié à l'ébullition est calculé en fonction des propriétés du fluide et de la surchauffe de la paroi par la corrélation de Rohsenow ([Rohsenow, 1952](#)).

2.5.4 Quelques exemples de simulations numériques VoF

Après avoir exposé différents modèles de changement de phase existant dans la littérature, nous présentons ici quelques travaux de simulations numériques avec changement de phase liquide-vapeur utilisant la méthode VoF. Elles concernent des applications diverses, aussi bien à l'échelle de la croissance d'une simple bulle sur une paroi chauffée, qu'à celle d'un système tel qu'un thermosiphon ou une Boucle Diphasique Gravitaire.

2.5.4.i Ebullition en film

Le modèle de Tanasawa a été validée par [Welch et Wilson \(2000\)](#) pour la simulation d'ébullition en film en supposant l'écoulement incompressible. Afin d'éviter la diffusion de l'interface et l'apparition d'oscillations numériques, [Hardt et Wondra \(2008\)](#) proposent d'étaler les termes sources dans les cellules voisines les plus proches de l'interface. Cette

redistribution a été validée avec l'implémentation de fonctions "utilisateur" sur FLUENT pour la simulation d'une instabilité de Rayleigh-Taylor lors de l'ébullition en film.

2.5.4.ii Ebullition en vase

Le cycle de croissance et de détachement d'une bulle unique a été simulé par [Kunkelmann et Stephan \(2010\)](#) avec la méthode VoF, en considérant un écoulement incompressible. La position de l'interface est résolue explicitement pour modéliser le changement de phase par le modèle de calcul direct du flux de chaleur, couplé à un modèle de sous-maille pour l'évaporation sur la ligne de contact. Ce couplage consiste principalement à calculer le flux de chaleur du sous-modèle et la surchauffe de la paroi à la ligne de contact. Il est réalisé en amont de la simulation pour une surchauffe donnée et introduit dans la simulation comme condition aux limites. Leur modèle n'inclut pas la nucléation. Après détachement, les nouvelles bulles sont créées artificiellement avec un temps d'attente basé sur des résultats expérimentaux. La coalescence de bulles formées par deux sites de nucléation proches a aussi été simulée.

Ce cycle de croissance a également été simulé par [Sato et Ničeno \(2013\)](#), avec le modèle de calcul direct du flux de chaleur couplé au transfert dans la micro-région. Dans leurs travaux, la formation artificielle des bulles successives est basée sur une distance d'éloignement entre la paroi et la bulle qui se détache. Ce modèle est enrichi avec la prise en compte d'un site de nucléation unique ([Sato et Ničeno, 2015](#)), puis de sites multiples ([Sato et Ničeno, 2017](#)). Différents régimes d'ébullition en vase ont été observés selon le flux de chaleur imposé en paroi.

La nucléation de bulles successives en microgravité a été simulée par [Franz et al. \(2021\)](#). Le modèle de changement de phase utilisé présente un unique site de nucléation qui est activé artificiellement par manipulation du champ de fraction volumique de phase. La nucléation de la première bulle est déclenchée après un temps d'attente prédéfini, et celle des bulles suivantes selon le critère de Hsu ([Hsu, 1962](#)) pour la surchauffe de la paroi.

2.5.4.iii Impact de goutte

Le modèle d'évaporation utilisé par [Kunkelmann et Stephan \(2010\)](#) est enrichi par [Herbert et al. \(2013\)](#) pour prendre en compte le déplacement de la ligne de contact. La résolution des équations du modèle d'évaporation à la ligne de contact est également effectuée en amont de la simulation. Elle permet de déterminer le flux de chaleur et l'angle de contact selon la surchauffe de la paroi et la vitesse de déplacement de la ligne de contact. Une régression de ces résultats est introduite dans la simulation CFD pour déterminer les termes sources de masse et d'énergie sans avoir à résoudre les équations du modèle d'évaporation à la ligne de contact à chaque itération. Ce modèle a été validé par des résultats expérimentaux d'impact de goutte sur une paroi surchauffée.

[Batzdorf et al. \(2017\)](#) ont étudié l'impact simultané de deux gouttes sur une paroi chauffée avec la même modélisation que [Herbert et al. \(2013\)](#) pour le calcul du transfert de chaleur à la ligne de contact. Ils indiquent qu'un maillage de 250 cellules par diamètre doit être utilisé pour reproduire fidèlement l'interaction hydrodynamique des deux gouttes.

2.5.4.iv Écoulement dans une conduite chauffée

Pour simuler l'écoulement turbulent d'évaporation lors du vapocraquage d'hydrocarbures lourds, [De Schepper et al. \(2009\)](#) ont utilisé la méthode VoF avec reconstruction PLIC du logiciel FLUENT. Ils y ont implémenté un modèle de changement de phase issu de simplifications du modèle de Hertz-Knudsen. En effet, à lui seul le modèle de Hertz-Knudsen ne permet pas la génération de vapeur. Ils ont essayé sans succès le couplage avec une équation pour l'aire interfaciale dans le cas d'écoulements à bulles. Finalement, ils ont retenu le modèle de Lee pour leurs simulations. Ils ont observé la succession des régimes attendue dans le cas d'un tube horizontal chauffé. Toutefois, la différence avec leurs données industrielles sur le débit liquide en sortie est notable. Ils indiquent qu'une meilleure précision serait attendue en considérant des propriétés thermophysiques variables, et en simulant les transferts couplés entre l'échangeur et la source de chaleur.

Une version simplifiée du modèle de calcul direct du flux de chaleur a été utilisée par [Zhang et Jia \(2016\)](#) avec une méthode CLSVoF 3D pour l'étude de l'ébullition dans les mini/micro-canaux. Ces travaux concernent la simulation de croissance d'une bulle de vapeur depuis un site de nucléation artificiel. Les résultats mettent en évidence les transitions vers les régimes d'écoulements à bulles, poches-bouchons et annulaires.

Le modèle à bulles de vapeur développé par [Dinsenmeyer et al. \(2017\)](#) est validé par des résultats expérimentaux d'écoulement dans un tube enroulé chauffé. Il a ensuite été appliqué à la simulation d'un tube horizontal chauffé, dans le cadre d'une étude sur les récepteurs de centrale solaire. La géométrie considérée est un cylindre 3D avec une condition de symétrie axiale. Sur la longueur du tube (30 m), la succession des régimes à bulles de vapeur dispersées, à poches et à vagues est observée.

[Yin et al. \(2019\)](#) ont simulé l'ébullition dans une conduite verticale avec le modèle de Lee. Cette conduite chauffée ouverte est identifiée à l'évaporateur d'une BDG, partiellement immergé, et avec un réapprovisionnement en liquide par débit imposé à l'entrée. La chaleur est apportée avec une condition aux limites mixte. Les coefficients d'accommodation du modèle de Lee sont choisis égaux à 0,1 et la température de saturation est constante. Le long de l'évaporateur, l'ébullition nucléée, la coalescence des bulles en poches puis la déstabilisation des poches sont successivement observées.

2.5.4.v Thermosiphon

[Alizadehdakheel et al. \(2010\)](#) ont simulé l'écoulement dans un thermosiphon en utilisant la méthode VoF et le modèle de Lee. Les coefficients d'accommodation choisis sont de 0,1 pour les deux phases. La température de saturation est considérée constante. Les conditions aux limites thermiques imposées à l'évaporateur et au condenseur sont des densités de flux constantes (égales puisque les deux éléments ont la même dimension).

[Xu et al. \(2016\)](#) ont simulé l'écoulement dans un thermosiphon avec la méthode VoF et un modèle de Lee modifié. Cette modification du modèle de Lee est apportée aux valeurs des coefficients de relaxation d'évaporation et de condensation. Au lieu d'être considérés constants, ils sont variables. Leur valeur est ajustée après chaque itération. Les résistances thermiques sont calculées pour des puissances entre 100 et 200 W, sans et avec la modification des coefficients d'accommodation. Ces calculs sont comparés à des mesures expérimentales de températures dans la paroi solide. Les auteurs montrent que

le modèle modifié est plus précis dans l'estimation de la température de la paroi et des résistances thermiques associées.

Jouhara *et al.* (2016) ont étudié l'ébullition en geyser dans un thermosiphon. Leurs simulations 3D sont basées sur la méthode VoF et le modèle de changement de phase de Lee, en considérant les transferts couplés solide-fluide. La chaleur est apportée à l'évaporateur en imposant une densité de flux, et est évacuée au condenseur par un échangeur de chaleur à double-tuyau en définissant le débit du liquide de refroidissement dans le tube extérieur. Ils ont mis en évidence deux régimes d'ébullition lorsque le fluide de travail est l'eau. Avec un flux imposé faible, les bulles croissent jusqu'à atteindre le diamètre du tube puis poussent le liquide situé au dessus d'elles par flottabilité. Lorsque le flux imposé est élevé, des petites bulles se forment et remontent rapidement sans avoir le temps de coalescer en une poche. En remplaçant l'eau par du R134a, ce régime de formation de petites bulles est observé même lorsque la densité de flux est faible.

Différentes configurations de thermosiphons ont été simulées par ed Dîn Fertahi *et al.* (2018) avec la méthode VoF et le modèle de changement de phase de Lee. Pour augmenter l'efficacité du dispositif, ils ont ajouté des ailettes inclinées au condenseur. La chaleur est apportée à l'évaporateur en imposant une densité de flux, et la température froide est fixée comme condition aux limites constante au condenseur.

Le modèle de Lee a été adapté par Wang *et al.* (2018) pour prendre en compte la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition. L'ébullition est activée dans le liquide saturé seulement si la température dépasse la surchauffe. Lorsque l'interface est créée, l'ébullition est activée lorsque la température dépasse la température de saturation. Rien ne change pour la condensation. Ce modèle a été utilisé pour simuler l'ébullition en geyser dans un thermosiphon avec la méthode VoF. La température de saturation est considérée constante et la surchauffe est déterminée par le critère de Hsu. Avec le modèle de base, ils observent la formation de nombreuses bulles sur la totalité de la surface de l'évaporateur. Ces bulles grossissent peu et ne forment pas de poches. Avec le modèle modifié, une seule bulle est d'abord formée à la paroi et croît rapidement en une longue poche, poussant le liquide vers le haut par flottabilité. D'autres plus petites bulles sont ensuite formées dans son sillage.

2.5.4.vi Boucle Diphasique Gravitaire

Des simulations d'une boucle thermosiphon ont été effectuées par Wang *et al.* (2017), comme alternative aux tubes collecteurs sous vide dans le cadre des collecteurs solaires thermiques. Le fluide de travail est le Dowtherm A, un fluide synthétique spécialement conçu pour les transferts de chaleur pour des températures allant jusqu'à 400°C. Les simulations sont effectuées avec la méthode VoF et le modèle de changement de phase de Lee. Les facteurs de relaxation choisis sont $r_e = 0,1 \text{ s}^{-1}$ et $r_c = 110 \text{ s}^{-1}$. Les conditions aux limites thermiques imposées sont des densités de flux, accordées selon le rapport entre la surface du condenseur et de l'évaporateur ($S_{cond}/S_{evap} = 14/9$), de telle sorte que $q_{evap}S_{evap} \approx q_{cond}S_{cond}$. La température de changement de phase est considérée constante. Les propriétés thermophysiques des deux phases (masse volumique, viscosité dynamique, conductivité thermique et capacité thermique) varient avec la température selon des lois polynomiales, exceptée la masse volumique de la vapeur, considérée comme un gaz idéal.

A cause de la géométrie du collecteur solaire parabolique, le long de la droite focale (là où les rayons du soleil sont réfléchis), l'évaporateur et le condenseur sont placés à l'horizontale, respectivement dans les lignes inférieure et supérieure (voir Figure 2.16). La circulation de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur est toujours provoquée par la gravité puisque le condenseur reste placé au dessus de l'évaporateur. Toutefois, dans cette configuration il n'y a pas de direction de circulation préférentielle vers l'une ou l'autre colonne : un écoulement bi-directionnel est susceptible de se développer. Ils montrent que l'ajout d'un tube en U rempli de liquide en amont de l'évaporateur corrige l'absence de direction préférentielle et empêche donc l'écoulement bi-directionnel. L'inclinaison du condenseur de 5 à 15 degrés leur a permis de gagner quelques pourcents de performance par rapport à la configuration horizontale.

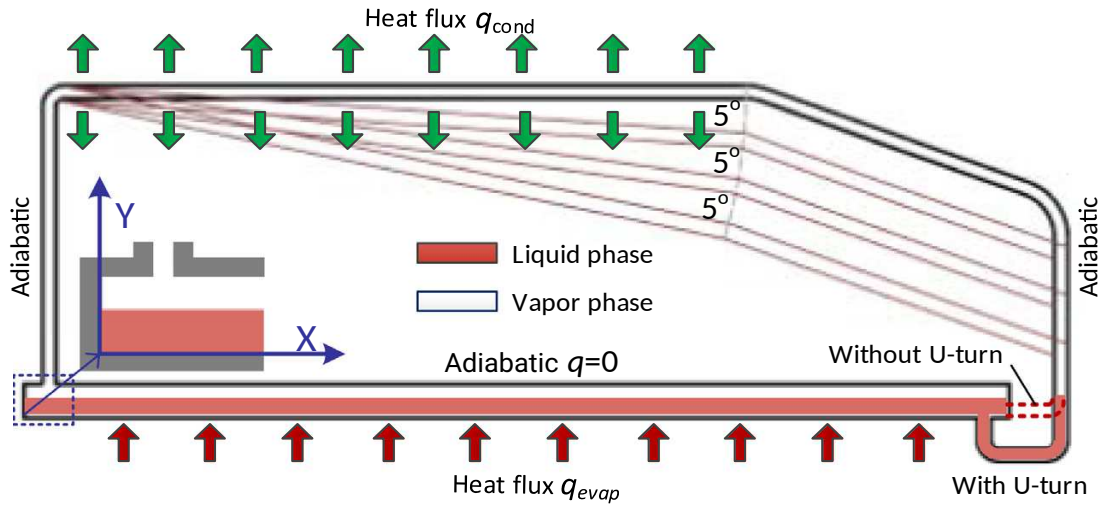


FIGURE 2.16 – Schématisation de la BDG de Wang *et al.* (2017).

L'influence du taux de remplissage a été étudiée par Wang *et al.* (2022) avec la méthode VoF et le modèle de changement de phase de Lee. La température de saturation varie avec la pression selon une loi puissance. Le fluide de travail est l'eau, dont les propriétés thermophysiques de chaque phase (masse volumique, viscosité dynamique, conductivité thermique et capacité thermique) varient avec la température selon des lois polynomiales. L'enthalpie de changement d'état varie avec la température selon une loi puissance. La turbulence est également modélisée avec le modèle $k-\epsilon$. Les simulations sont effectuées en prenant en compte les transferts couplés entre la paroi solide et le domaine fluide. Le solide, du cuivre, est modélisé par l'équation de la chaleur avec des propriétés thermophysiques constantes et uniformes. La géométrie de la boucle est illustrée par la Figure 2.17. L'évaporateur est suivi d'une colonne montante adiabatique, alors que le condenseur recouvre la totalité de sa colonne (états 9 et 10 confondus sur la Figure 1.4a). Les conditions aux limites thermiques imposées sur ces deux éléments sont des densités de flux constantes, dont les valeurs sont fixées de telle sorte que la puissance évacuée au condenseur soit égale à la puissance apportée à l'évaporateur. A l'état initial, la température de la boucle est de 373 K pour une pression de 0,101 MPa.

Dans la configuration où la boucle est à moitié remplie de liquide, de petites bulles se forment à l'évaporateur peu après le début de la simulation. Ces bulles remontent à travers le liquide et coalescent en poches. Le liquide devient de plus en plus surchauffé

et des poches de plus en plus grandes sont formées, jusqu'à pousser du liquide dans la ligne horizontale, où un écoulement stratifié s'établit. La condensation en gouttes est observée au condenseur. Parmi les différents taux de remplissage étudiés, la résistance thermique la plus faible est obtenue pour le taux de remplissage de 75 %. C'est dans cette configuration que la vitesse de circulation moyenne est la plus élevée. Les auteurs de cette étude suggèrent qu'ainsi les bulles restent moins longtemps dans l'évaporateur, ce qui améliore le transfert de chaleur. Pour les différents taux de remplissage, ils montrent également que la vitesse de circulation augmente avec la puissance apportée. Aussi, la résistance thermique diminue avec l'augmentation de la puissance apportée, sauf pour le taux de remplissage de 50 %. Pour celui-ci une puissance trop élevée se traduit par une détérioration du transfert thermique par assèchement de la paroi de l'évaporateur.

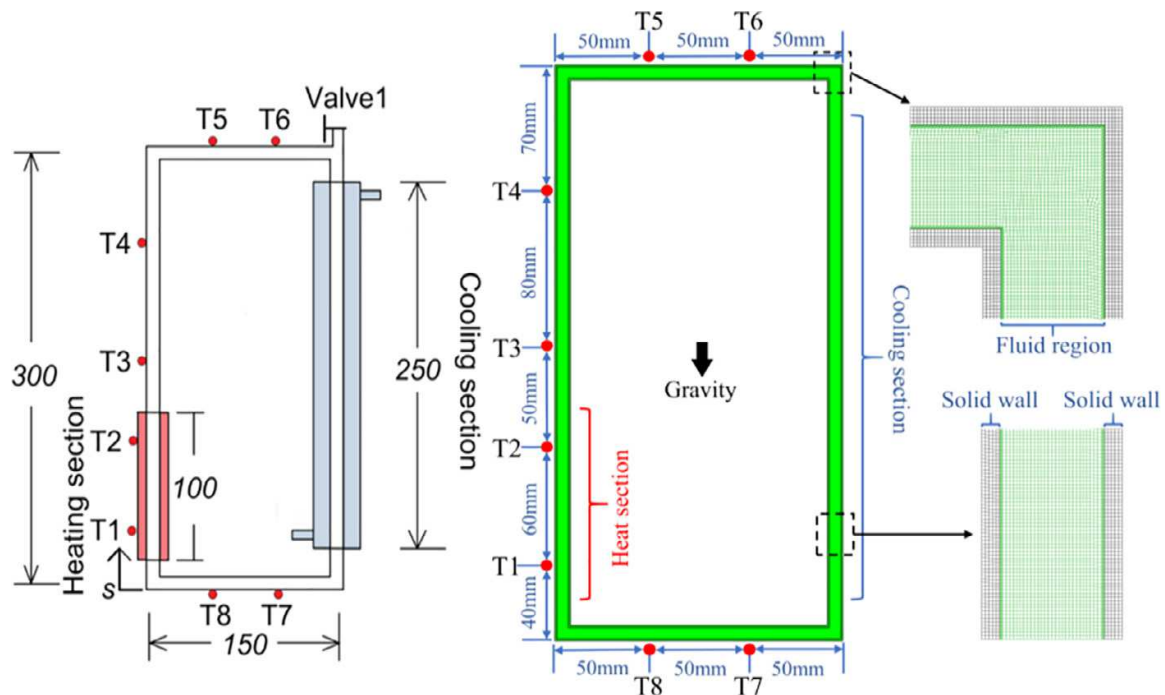


FIGURE 2.17 – Schématisation de la BDG de Wang *et al.* (2022).

Les effets de la puissance imposée (20 à 95 W), du taux de remplissage (14,5 à 81,4 %) ainsi que du placement horizontal ou vertical de l'évaporateur (voir Figure 2.18) ont été étudiés expérimentalement par Yao *et al.* (2022). Le condenseur est placé à l'horizontale dans la portion supérieure de la boucle. L'évaporateur et le condenseur ont respectivement des longueurs de 80 mm et 190 mm. Les conditions aux limites thermiques imposées à l'évaporateur et au condenseur sont respectivement une puissance constante et un échange convectif. Leurs résultats montrent que la résistance thermique est la plus faible avec un taux de remplissage de 23,3 % peu importe la puissance. Lorsque le taux de remplissage est faible, à 14,5 %, les performances sont fortement dégradées au-delà de 65 W. Lorsque le taux de remplissage est élevé, à 68,3 et 81,4 %, la résistance thermique est bien plus élevée à faible puissance et diminue fortement lorsque la puissance augmente. Ils montrent également que l'écoulement diphasique, et le transfert de chaleur qui en résulte, sont fortement dépendants de la position horizontale ou verticale de l'évaporateur et du taux de remplissage. Pour le taux de remplissage de 23,3 %, les performances sont meilleures

dans la configuration verticale quelle que soit la puissance. Pour le taux de remplissage de 48,0 %, les performances sont meilleures dans la configuration verticale pour les faibles puissances. A partir de 65 W elles deviennent légèrement meilleures pour la configuration horizontale. Pour le taux de remplissage de 81,4 %, les performances sont meilleures dans la configuration horizontale quelle que soit la puissance.

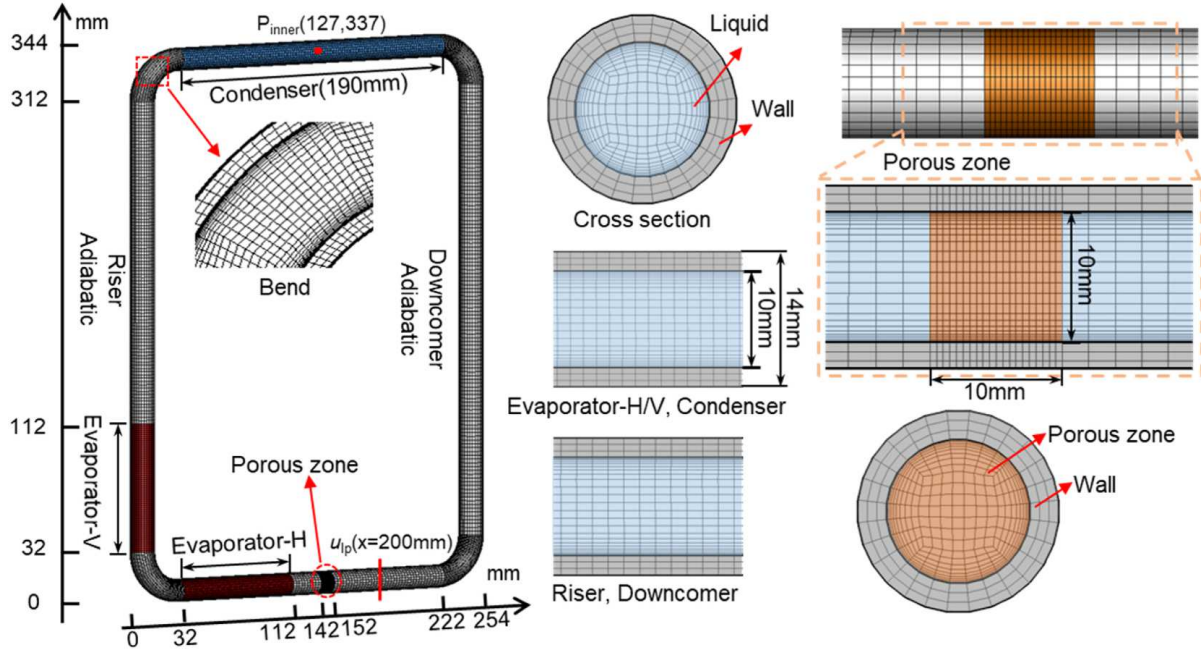


FIGURE 2.18 – Schématisation de la BDG de Yao *et al.* (2022).

Associées à ces configurations expérimentales, ils ont réalisé des simulations numériques tridimensionnelles avec la méthode *Volume-of-Fluid*. Le fluide de travail est l'acétone, dont les propriétés thermophysiques de chaque phase (masse volumique, viscosité dynamique, conductivité thermique et capacité thermique) varient avec la température selon des lois polynomiales. Le modèle de changement de phase utilisé est similaire au modèle de Lee, mais basé sur une différence de pression par rapport aux conditions de saturation. La surchauffe de la paroi nécessaire pour déclencher le changement de phase se traduit par une surpression par rapport à la pression de saturation. Cette dernière varie avec la température selon une loi exponentielle. L'enthalpie de changement d'état varie avec la température selon une loi polynomiale et la tension de surface selon une loi affine.

L'influence de la position verticale ou horizontale de l'évaporateur est étudiée pour le taux de remplissage de 23,3 % et la puissance de 65 W. La visualisation montre directement que l'écoulement est unidirectionnel lorsque l'évaporateur est placé à la verticale, et bidirectionnel lorsqu'il est placé à l'horizontale. Dans la configuration verticale, l'écoulement évolue d'un régime à bulles à un régime à forte coalescence entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur. L'écoulement vertical de vapeur entraîne quelques gouttes de liquide dans la colonne montante. Au condenseur, des gouttes puis un film liquide se forment dans la partie inférieure, à cause de la gravité. Ce film est entraîné dans la colonne descendante par l'écoulement de vapeur. Dans la configuration horizontale, un régime d'écoulement stratifié se développe dans la ligne horizontale : les bulles coalescent en une longue poche dans la partie supérieure de l'évaporateur à cause de la gravité. Cette longue poche pousse

le liquide dans les deux colonnes, et un régime d'écoulement à poches est observé. Puisque dans cette configuration la partie supérieure de l'évaporateur n'est pas immergée, la zone de transfert de chaleur par ébullition est réduite, et la performance globale est réduite.

Lorsque le taux de remplissage augmente, des poches de plus en plus grosses sont formées à l'évaporateur, et des bouchons de liquide sont poussés de plus en plus haut dans la colonne de l'évaporateur. Aussi, une hauteur de liquide plus élevée se traduit par une hausse de la pression à l'entrée de l'évaporateur, et donc par une hausse de la température de saturation. La hauteur à laquelle les bulles commencent à se former augmente donc avec le taux de remplissage, ce qui diminue la longueur d'ébullition à la paroi. Au condenseur, l'épaisseur du film augmente avec le taux de remplissage, sa résistance thermique également, ce qui dégrade le transfert de chaleur.

Afin d'empêcher l'établissement d'un écoulement bi-directionnel dans la configuration expérimentale, une zone poreuse est ajoutée dans la ligne liquide horizontale. Celle-ci est étanche à la circulation de la vapeur, l'écoulement devient unidirectionnel et donc plus stable, ce qui améliore la performance.

2.5.4.vii Bilan et positionnement de cette étude

Les simulations présentées précédemment concernent la modélisation du changement de phase pour des applications à des échelles diverses. Les différents systèmes étudiés et les modèles de changement de phase utilisés sont récapitulés dans la [Tableau 2.1](#). La plus petite dimension des mailles est également présentée, lorsque disponible.

Le modèle de calcul direct du flux de chaleur, associé à un modèle d'évaporation à la ligne de contact, nécessite une finesse de maillage de l'ordre de quelques microns par cellule. A l'heure actuelle, l'utilisation de ce type de formulation reste restreint à l'étude du phénomène d'ébullition nucléée à l'échelle locale. Le coût de calcul pour un système réel est prohibitif. Puisque qu'il permet le changement de phase à la fois à l'interface et en phase saturée, le modèle de Lee est alors privilégié lorsqu'il s'agit de modéliser un système réel tel qu'un thermosiphon ou une BDG, pour lesquels à la fois la condensation et l'ébullition sont à prendre en compte.

Différents travaux de modélisation d'une BDG par la méthode *Volume-of-Fluid* ont été présentés. La géométrie, le fluide de travail et les sollicitations thermiques varient d'une étude à l'autre mais le principe général de la formulation du système d'équations reste le même. Le modèle que nous proposons dans cette étude est également un modèle *Volume-of-Fluid* et nous considérons une géométrie rectangulaire avec l'évaporateur placé dans la partie inférieure de sa colonne, et le condenseur placé dans la partie supérieure de l'autre colonne.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, différentes modélisations des écoulements diphasiques à partir des équations monophasiques ont été présentées. Deux approches principales ont été détaillées : le modèle à deux fluides et le modèle à un fluide. Avec le modèle à deux fluides, les équations de conservation pour chaque phase sont moyennées dans le temps et l'espace. L'information sur la position de l'interface entre les deux phases est alors perdue et il est nécessaire d'ajouter des relations de fermeture afin de prendre en compte les forces et les

Etude	Application	Modèles de changement de phase	Densité de flux imposée (kW m^{-2})	Taille des cellules (μm) et nombre	
Welch et Wilson (2000)	Ebullition en film	Calcul direct	-	-	12 288
Hardt et Wondra (2008)	Ebullition en film	Hertz-Knudsen	-	-	30 000
Kunkelmann et Stephan (2010)	Ebullition en vase	Calcul direct Ligne de contact	-	-	-
Sato et Ničeno (2013)	Ebullition en vase	Calcul direct Ligne de contact	-	63	-
Sato et Ničeno (2015)	Ebullition en vase	Calcul direct Ligne de contact Site nucléation	28,7	7,8	55 508 992
Sato et Ničeno (2017)	Ebullition en vase	Calcul direct Ligne de contact Sites nucléation	50 - 300	10	9 732 096
Franz <i>et al.</i> (2021)	Ebullition en vase	Calcul direct Ligne de contact	5-20	7,5	-
Herbert <i>et al.</i> (2013)	Impact de goutte	Calcul direct Ligne de contact	4,4	2	677 500
Batzdorf <i>et al.</i> (2017)	Impact de goutte	Calcul direct Ligne de contact	-	4	$\approx 10^7$
De Schepper <i>et al.</i> (2009)	Conduite chauffée	Lee	30,6 - 44,2	-	1 993 648
Zhang et Jia (2016)	Conduite chauffée	Calcul direct	9,24	4	1 023 000
Yin <i>et al.</i> (2019)	Conduite chauffée	Lee	11,689	-	442 065
Dinsenmeyer <i>et al.</i> (2017)	Conduite chauffée	Bulles de vapeur dispersées	6,88 - 17,85	-	866 880
Alizadehdakhel <i>et al.</i> (2010)	Thermo-siphon	Lee	14,6 - 29,3	100	47 124
Jouhara <i>et al.</i> (2016)	Thermo-siphon	Lee	20 - 146	-	370 702
ed Dîn Fertahi <i>et al.</i> (2018)	Thermo-siphon	Lee	-	-	58 000
Wang <i>et al.</i> (2018)	Thermo-siphon	Lee surchauffé	-	-	41 468
Wang <i>et al.</i> (2017)	BDG	Lee	8,5 - 25,6	-	229 837
Wang <i>et al.</i> (2022)	BDG	Lee	46 - 179	-	208 131
Yao <i>et al.</i> (2022)	BDG	Lee	2,8 - 13,5	-	283 296

TABLEAU 2.1 – Récapitulatif des simulations présentées.

transferts de chaleur interfaciaux. Ces relations de fermeture sont nombreuses et introduisent de multiples corrélations. Avec le modèle à un fluide, un seul ensemble d'équations est écrit pour un fluide dont les propriétés thermophysiques varient à travers l'interface. La résolution d'un tel modèle nécessite un algorithme capable de déterminer précisément et à coût maîtrisé la position de cette interface. Les méthodes de *Front-Tracking* utilisent une approche lagrangienne où des marqueurs mobiles suivent directement la position de l'interface. Pour les méthodes de capture, l'interface est identifiée par une approche eulérienne. L'advection d'un champ scalaire, fonction niveau pour la méthode *Level-Set* ou fraction volumique de phase pour la méthode *Volume-of-Fluid*, permet de remonter à la position de l'interface. Une attention particulière est portée sur les différents modèles de changement de phase que l'on peut trouver dans la littérature. Enfin, quelques travaux de simulations numériques de systèmes à changement de phase liquide-vapeur ont été présentés. Dans le cas de simulations à l'échelle d'un système, celle qui nous intéresse pour la BDG, le modèle de Lee est généralement choisi pour modéliser le changement de phase.

Chapitre 3

Développement d'un solveur diphasique compressible avec changement de phase liquide-vapeur

Sommaire

3.1	Introduction	64
3.2	Fraction volumique de phase	65
3.3	Equations de conservation	66
3.4	Modélisation du changement de phase	67
3.5	Capture d'interface	68
3.6	Couplage solide-fluide	70
3.7	Méthodologie de résolution numérique	71
3.7.1	Le concept des volumes finis	71
3.7.2	Discretisation des équations	71
3.7.3	Stratégie de résolution	72
3.7.4	Conservation de la masse totale	74
3.7.5	Algorithme de résolution	75
3.8	Validation du solveur	75
3.8.1	Oscillateur bulles-bouchon	75
3.8.2	Problème de Stefan	78
3.8.3	Croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé	79
3.9	Conclusion	81

3.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est l'élaboration d'un modèle numérique capable de simuler l'écoulement dans une Boucle Diphasique Gravitaire (BDG). Les phénomènes physiques que l'on cherche à reproduire ont été présentés au chapitre 1, avec en particulier l'ébullition en geyser à l'évaporateur et la condensation en film au condenseur. Pour ce faire, le modèle mathématique doit représenter aussi fidèlement que possible les éléments suivants :

- écoulement diphasique liquide-vapeur ;
- changement de phase lié au transfert de chaleur ;
- prise en compte de la compressibilité à cause de l'herméticité de la géométrie considérée et de la différence de masse volumique entre les phases.

Afin de pouvoir simuler le déclenchement de l'ébullition en geyser de topologie variable nécessairement, les modèles permettant la capture de la position de l'interface (à l'opposé de ceux de suivi) semblent plus appropriés.

Au début des travaux de cette thèse, la distribution OpenFOAM disposait de différents solveurs diphasiques, avec en particulier :

- `interCondensatingEvaporatingFoam` un solveur pour deux fluides non miscibles, non isothermes, *incompressibles et avec changement de phase* (évaporation/condensation) entre un fluide et sa vapeur. Il utilise une approche de capture d'interface basée sur la fraction de phase *Volume-of-Fluid* ;
- `compressibleInterFoam` un solveur pour deux fluides non miscibles, non isothermes, *compressibles et sans changement de phase*. Il est basé sur une approche de capture d'interface utilisant la méthode *Volume-of-Fluid* également.

Il se trouvait qu'aucun solveur incluant à la fois du changement de phase et les effets de compressibilité n'avait alors été publié. Une alternative se présentait : soit inclure les effets de la compressibilité dans `interCondensatingEvaporatingFoam`, soit introduire le changement de phase dans `compressibleInterFoam`.

En début 2021, [Scheufler et Roenby](#) publient sur *Github* la librairie `TwoPhaseFlow`, un écosystème de développement de solveurs diphasiques basé sur OpenFOAM. Il contient plusieurs nouveautés concernant les forces surfaciques à l'interface et le changement de phase, avec notamment un solveur compressible avec changement de phase liquide-vapeur que nous étions alors en phase d'implémenter.

Les modèles de changement de phase de Tanasawa et par calcul direct du flux de chaleur (discontinuité de la densité du flux conductif de chaleur due au changement de phase) sont implémentés. Théoriquement il ne manquait plus qu'un modèle pour simuler l'écoulement dans une BDG : la création de l'interface au niveau des parois.

Ce chapitre traite donc de la formulation d'un modèle mathématique représentant un écoulement diphasique compressible avec changement de phase liquide-vapeur avec la méthode *Volume-of-Fluid* dans le code de calcul OpenFOAM. Le concept de fraction volumique de phase associé à la méthode *Volume-of-Fluid* est rappelé dans la section 3.2. Le système d'équations retenu pour la modélisation de l'écoulement diphasique avec la méthode *Volume-of-Fluid* est présenté dans la section 3.3. Toutefois, le nombre de variables indépendantes est supérieur au nombre d'équations. Les seules équations de

conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ne permettent pas de fermer le problème et donc empêchent l'obtention d'une solution.

Différentes relations de fermeture viennent alors compléter le système d'équations. Le modèle de changement de phase hybride proposé dans cette étude est présenté dans la section 3.4. L'écriture de l'équation d'advection de la fraction volumique de phase dans le cas d'un écoulement compressible avec changement de phase est développée dans la section 3.5. Le couplage entre la paroi solide et le domaine fluide est expliqué dans la section 3.6. La méthode de résolution numérique utilisée est présentée dans la section 3.7. Le concept des volumes finis et la méthode de discrétisation des équations sont brièvement introduits avant d'établir la stratégie de résolution du système d'équations ainsi formulé, et en particulier le couplage vitesse-pressure.

Dans la section 3.8, le solveur proposé est confronté à trois cas-tests disposant d'une solution analytique connue. Le premier est un oscillateur bulles-bouchon axé sur la vérification du suivi de l'interface dans une géométrie fermée et sans changement de phase. Les deux autres cas concernent la validation du modèle de changement de phase. D'abord le problème de Stefan concerne le changement de phase à travers une interface plane (configuration monodimensionnelle). Ensuite la croissance d'une bulle de vapeur sphérique dans un liquide surchauffé est traitée dans le cas tridimensionnel où l'interface n'est pas alignée avec le maillage.

3.2 Fraction volumique de phase

Comme vu au chapitre 2, la méthode *Volume-of-Fluid* est basée sur l'advection de la fraction volumique de la fonction de phase α pour suivre le déplacement (et donc capturer la position) de l'interface. Cette fraction volumique est définie par le ratio entre le volume occupé par une phase et le volume de la cellule (Eq. 2.5.7) et rappelée ci-dessous :

$$\alpha_k = \frac{1}{V} \int_{C_i} \Phi_k(\mathbf{x}) dV \quad (3.2.1)$$

Les propriétés physiques utilisées dans les équations de conservation sont calculées par pondération des propriétés de chacune des phases par la fraction volumique de phase ou par pondération du produit masse volumique-propriété de chaque phase :

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_v \quad (3.2.2)$$

$$\mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_v \quad (3.2.3)$$

$$\lambda = \alpha_l \lambda_l + (1 - \alpha_l) \lambda_v \quad (3.2.4)$$

$$\rho C_p = \alpha_l \rho_l C_{p,l} + (1 - \alpha_l) \rho_v C_{p,v} \quad (3.2.5)$$

où ρ , μ , λ et C_p sont respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique, la conductivité thermique et la capacité thermique spécifique; l'indice l correspond à la phase liquide et l'indice v correspond à la phase vapeur. L'utilisation de ces variables pondérées permet la définition d'un seul ensemble d'équations de conservation pour les deux phases, appelé modèle à un fluide.

3.3 Equations de conservation

Dans le modèle à un fluide, le système d'équations est formé par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.3.1)$$

où $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse. L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_\sigma \quad (3.3.2)$$

où p est la pression, $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, $\mathbf{g}$ l'accélération de la pesanteur et $\mathbf{F}_\sigma$ la force liée aux effets capillaires à l'interface liquide-vapeur. Avec l'hypothèse de fluides newtoniens, le tenseur des contraintes visqueuses $\boldsymbol{\tau}$ s'exprime :

$$\boldsymbol{\tau} = \eta (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} + 2\mu \boldsymbol{\epsilon} \quad (3.3.3)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide et $\boldsymbol{\epsilon}$ est le tenseur des taux de déformation. Ce dernier s'écrit :

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (3.3.4)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses peut alors être réécrit comme :

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} \right] + \lambda (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} \quad (3.3.5)$$

où $\lambda = \eta + 2/3\mu$ est la viscosité de volume liée à la dilatation du fluide. L'hypothèse de Stokes consiste à supposer que cette viscosité de volume est nulle. En supposant que μ est indépendante de la température et après quelques manipulations, la divergence du tenseur des contraintes s'écrit alors :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \mu \nabla \cdot (\nabla \mathbf{u}) + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \quad (3.3.6)$$

La force capillaire est modélisée selon le modèle de [Brackbill et al. \(1992\)](#) :

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma \kappa \nabla \alpha_l \quad (3.3.7)$$

où σ est la tension de surface et κ est la courbure locale calculée à partir de la fraction volumique de phase :

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|} \quad (3.3.8)$$

Enfin, l'équation de conservation de l'énergie totale (combinaison du premier principe de thermodynamique et de l'équation de l'énergie cinétique) s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \left(e + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \left(e + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \mathbf{u} \right) = -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) + [-\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot \mathbf{q}] + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + q_{ch} \quad (3.3.9)$$

où e est l'énergie interne massique, $\mathbf{q}$ la densité de flux thermique (à noter la compensation de ce terme dans le bilan de l'énergie totale) et q_{ch} le terme source de chaleur lié au changement de phase.

Le transfert de chaleur par conduction est modélisé par la loi de Fourier. Pour un fluide isotrope, la densité de flux de chaleur dépend linéairement de sa conductivité thermique λ et du gradient de température :

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T \quad (3.3.10)$$

L'équation de conservation de l'énergie est simplifiée en négligeant les travaux des forces de pression $\nabla \cdot (p\mathbf{u})$, des forces visqueuses $\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u})$ et des forces volumiques $\rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}$ devant le changement de phase q_{ch} . Avec ces simplifications l'équation de l'enthalpie, écrite en température, s'obtient :

$$\frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho C_p T \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + q_{ch} \quad (3.3.11)$$

Pour chaque phase, une équation d'état vient compléter le système d'équations de conservation afin de décrire l'évolution de la masse volumique en fonction de la pression et de la température.

3.4 Modélisation du changement de phase

Différents modèles de changement de phase ont été présentés à la section 2.5.3. Parmi ces modèles, le modèle de calcul direct du flux de chaleur est le plus précis mais également le plus difficile à implémenter et le moins robuste. Il est également le plus exigeant en ressources de calcul puisqu'il est nécessaire de calculer les gradients de température au plus près de l'interface. A l'opposé, le modèle de Lee est le plus facile à implémenter, mais reste une modélisation mésoscopique très approximative du phénomène de changement de phase. Le modèle de Tanasawa semble alors être un bon compromis entre robustesse et difficulté d'implémentation. Toutefois, il est important de noter que les modèles de calcul direct du flux de chaleur et de Tanasawa sont basés sur un changement de phase à l'interface, contrairement au modèle de Lee. Ils ne permettent donc pas de créer des interfaces, pour notamment déclencher l'ébullition à l'évaporateur, et la condensation au condenseur : ce sont fondamentalement des modèles d'échelles résolues.

Divers modèles de nucléation ont été proposés pour simuler l'ébullition nucléée, mais puisque les échelles mises en jeu sont très fines (micro-, voire sub-micrométriques), les simulations restent limitées à des géométries simples, de sous-systèmes et de petites dimensions. Ils sont donc moins adaptés à l'échelle de la BDG. Nous proposons dans le présent travail d'utiliser alors un modèle de changement de phase hybride. Dans les cellules notamment adjacentes à la paroi solide, le modèle de Lee est utilisé comme modèle de sous-maille pour permettre, au besoin (défini uniquement par l'état thermodynamique du fluide), la création d'interface (voir 2.5.3.i). Le terme source de changement de phase dans l'équation de l'énergie 3.3.11 s'écrit :

$$q_{ch} = \begin{cases} r_e \alpha_l \rho_l \Delta h_{lv} \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T > T_{sat} \text{ (ébullition)} \\ r_c \alpha_v \rho_v \Delta h_{lv} \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T < T_{sat} \text{ (condensation)} \end{cases} \quad (3.4.1)$$

Le modèle de Tanasawa (voir 2.5.3.ii) prend le relais dans le reste du domaine ainsi que dans les cellules où une interface a déjà été créée par le modèle de Lee. Le terme source de changement de phase dans l'équation de l'énergie s'écrit alors :

$$q_{ch} = \frac{S_{int}}{V_{cell}} \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}^2 \rho_v}{T_{sat}^{3/2} \sqrt{2\pi R}} (T - T_{sat}) \quad (3.4.2)$$

Pour des raisons de stabilité évidentes, la contribution de ce terme source est traitée de manière implicite dans l'équation pour la température 3.3.11. Le changement de phase se traduit également par un terme source dans l'équation d'advection de la fraction volumique de phase. Celui-ci est déterminé en rapportant le terme source (3.4.2) ou (3.4.1) de l'équation de l'énergie par l'enthalpie de changement d'état :

$$\dot{\rho} = \frac{q_{ch}}{\Delta h_{lv}} \quad (3.4.3)$$

L'implémentation de ce modèle de changement de phase dans OpenFOAM est présentée en Annexe D.

3.5 Capture d'interface

L'équation de transport de la fraction volumique de phase complète les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, la loi d'état et les lois de comportement pour former le modèle mathématique décrivant les écoulements de deux phases fluides et l'interface les séparant. La capture de l'interface par la méthode *Volume-of-Fluid* est obtenue à partir de la résolution d'une équation d'advection de la fraction volumique de phase α_l . Cette équation d'advection de la fraction volumique de phase est développée à partir des équations de continuité dans chacune des phases :

$$\frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}) = -\dot{\rho} \quad (3.5.1)$$

$$\frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \mathbf{u}) = +\dot{\rho} \quad (3.5.2)$$

avec $\dot{\rho}$ le terme source de changement de phase volumique. Ce terme traduit le transfert de masse entre les phases liquide et vapeur. En effet, lors du changement de phase, les masses de liquide et de vapeur ne sont pas conservées. En additionnant les équations 3.5.1 et 3.5.2, la conservation de la masse totale est bien assurée (équation 3.3.1). Un premier développement des termes de gauche dans 3.5.1 donne :

$$\rho_l \left(\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l \right) + \alpha_l \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) + \rho_l \alpha_l \nabla \cdot \mathbf{u} = -\dot{\rho} \quad (3.5.3)$$

soit

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = -\frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \alpha_l \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\dot{\rho}}{\rho_l} \quad (3.5.4)$$

De la même façon pour 3.5.2 :

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_v = -\frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) - \alpha_v \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\dot{\rho}}{\rho_v} \quad (3.5.5)$$

La somme des équations 3.5.4 et 3.5.5 et la relation $\alpha_l + \alpha_v = 1$ donne :

$$0 = -\frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) - \nabla \cdot \mathbf{u} + \dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (3.5.6)$$

Le terme de divergence de vitesse s'exprime donc :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) - \frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) \quad (3.5.7)$$

qui est réinjecté dans l'équation 3.5.4 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = & -\frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) \\ & - \alpha_l \left[\dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) - \frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) \right] \\ & - \frac{\dot{\rho}}{\rho_l} \end{aligned} \quad (3.5.8)$$

soit en factorisant

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = & + \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) \frac{\alpha_l}{\rho_l} (-1 + \alpha_l) \\ & + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) \frac{\alpha_v}{\rho_v} \alpha_l \\ & - \dot{\rho} \left[\frac{1}{\rho_l} + \alpha_l \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.5.9)$$

En remarquant que $-1 + \alpha_l = -\alpha_v$, l'équation de transport de phase s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = & \alpha_l \alpha_v \left[\frac{1}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) - \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) \right] \\ & - \dot{\rho} \left[\frac{1}{\rho_l} - \alpha_l \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.5.10)$$

Deux termes sources sont présents dans 3.5.10 par rapport à l'équation d'advection 2.5.6 introduite précédemment. Le premier est un terme source traduisant la compressibilité des phases liquide et vapeur et le second est le terme source de changement de phase¹. Cette équation est résolue avec l'algorithme *isoAdvect*, dans lequel les termes sources sont scindés pour une formulation implicite/explicite afin d'améliorer la stabilité :

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{u}) = S_p \alpha_l + S_u \quad (3.5.11)$$

où S_p contient les termes sources traités implicitement (multiplication par α_l) et S_u contient les termes traités explicitement. Il suffit pour cela d'ajouter le terme $\alpha_l \nabla \cdot \mathbf{u}$ à chaque membre de l'équation 3.5.10. L'équation finalement résolue par l'algorithme *isoAdvect* s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{u}) = & \alpha_l \alpha_v \left[\frac{1}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) - \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) \right] \\ & - \dot{\rho} \left[\frac{1}{\rho_l} - \alpha_l \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \right] \\ & + \alpha_l \nabla \cdot \mathbf{u} \end{aligned} \quad (3.5.12)$$

auquel cas les termes S_p et S_u s'écrivent :

$$S_p = \alpha_v \left[\frac{1}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) - \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) \right] + \nabla \cdot \mathbf{u} + \dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \quad (3.5.13)$$

et

$$S_u = -\frac{\dot{\rho}}{\rho_l} \quad (3.5.14)$$

3.6 Couplage solide-fluide

Dans le domaine solide, seule l'équation de conservation de l'enthalpie est résolue :

$$\frac{\rho_s \partial h_s}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\lambda_s \nabla \left(\frac{h_s}{C_{p,s}} \right) \right] \quad (3.6.1)$$

où ρ_s , h_s , λ_s et $C_{p,s}$ sont respectivement la masse volumique, l'enthalpie massique, la conductivité et la capacité thermique massique du solide. Le couplage avec le domaine fluide se fait à travers la condition à l'interface (rigide) entre ces domaines². A cette interface, la continuité de la température (absence de résistance de contact, d'encrassement) et de la densité du flux de chaleur (absence d'accumulation de chaleur ou de fusion du solide) est imposée.

1. L'équation 2.5.6 correspond à l'équation d'advection pour des écoulements incompressibles et sans changement de phase

2. de type `compressible::turbulentTemperatureRadCoupledMixed`

3.7 Méthodologie de résolution numérique

Après avoir développé le modèle mathématique décrivant les écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur, il s'agit de présenter les méthodes de résolution utilisées. Dans le cadre d'un écoulement monophasique, la résolution des équations de conservation fait face à deux difficultés : la non-linéarité du terme advectif dans l'équation de conservation de quantité de mouvement, et le couplage pression-vitesse. Ici il faut également prendre en compte le couplage avec l'advection de la fraction volumique et le changement de phase. Différentes méthodes permettent la résolution des équations de conservation. Nous présentons un aperçu de la méthode des volumes finis, adoptée par OpenFOAM, et de la discrétisation des équations qui en découle, avant de présenter la stratégie de résolution. Pour une description plus complète de la discrétisation des opérateurs différentiels et leur implémentation dans OpenFOAM, le lecteur peut se référer aux travaux de [Jasak \(1996\)](#), [Ubbink \(1997\)](#), [Rusche \(2002\)](#), [Márquez Damián \(2013\)](#) et [Greenshields et Weller \(2022\)](#).

3.7.1 Le concept des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode de résolution numérique d'équations aux dérivées partielles. Elle est basée sur la représentation des systèmes physiques par des volumes de contrôle. Le domaine étudié est alors scindé en un ensemble de volumes finis connectés. Cet ensemble de volumes (appelés aussi cellules) constitue une partition possible du domaine, c.-à-d., d'intersection deux-à-deux vide et d'union le domaine entier (à une approximation éventuelle des frontières de ce dernier près). L'ensemble des sommets, faces (identifiées par leur centre, aire et vecteur normal) et cellules (identifiées par leur centre et volume) issus de cette partition forme le maillage. Une façon de faire est d'intégrer sur le volume de chaque cellule les équations de conservation sous forme locale pour recouvrir des intégrales de volume et de surface (voir par exemple Eq. 2.2.4). Le théorème de la divergence/gradient/rotationnel (e.g., Eq. 2.2.2) est alors utilisé pour réaliser cette transformation.

Le principal avantage est que les intégrales de surface correspondent directement au bilan des flux entrant et sortant sur l'ensemble des faces de la cellule. Cette méthode est par essence conservative (sauf peut-être pour les termes sources) et présente l'intérêt d'être applicable à des cellules de forme quelconque. L'écriture de ces bilans dans chaque cellule se traduit par la formulation d'équations (semi-)discrètes.

3.7.2 Discrétisation des équations

Les méthodes de discrétisation consistent à approcher le système d'équations aux dérivées partielles par un système d'équations algébriques discret, dans notre cas un ensemble de cellules et de temps discrets. Considérons l'équation générale de transport d'un champ scalaire Ψ quelconque :

$$\underbrace{\frac{\partial \Psi}{\partial t}}_{\text{dérivée temporelle}} + \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{u}\Psi)}_{\text{convection}} + \underbrace{\nabla \cdot (\Gamma \nabla \Psi)}_{\text{diffusion}} = \underbrace{S_\Psi}_{\text{terme source}} \quad (3.7.1)$$

Après intégration sur le volume de la cellule, la discrétisation des équations consiste à approcher les opérateurs différentiels présents dans ces équations en utilisant le développement de Taylor. Par cette transformation les opérateurs différentiels sont remplacés par des expressions algébriques. Ces expressions algébriques sont des équations linéaires (dans une première approximation) pour chaque cellule. Le système d'équations formé par les expressions algébriques de toutes les cellules peut s'écrire alors sous forme matricielle :

$$[A] [\Psi] = [b] \quad (3.7.2)$$

où $[A]$ est la matrice des coefficients liée à la discrétisation, $[\Psi]$ le vecteur de Ψ discrétisé sur les cellules et $[b]$ le vecteur des termes sources. Chaque ligne i de $[A]$ est associée à l'équation algébrique écrite pour la cellule d'indice i . (L'indexation ici est complètement arbitraire dans la mesure où les cellules voisines sont parfaitement identifiées par leurs indices respectifs.) Les coefficients dans $[A]$ et $[b]$ sont calculés selon la somme des coefficients associés à la discrétisation de chacun des termes de l'équation 3.7.1. Les valeurs de ces coefficients sont déterminées par les schémas de discrétisation utilisés et par l'indexation des cellules. Les conditions aux limites sont également introduites dans $[A]$ et $[b]$ en ajustant certains de leurs coefficients. Sur chaque ligne, les seuls coefficients non nuls sont ceux de la cellule en question et des cellules voisines impliquées dans les schémas de discrétisation (la matrice $[A]$ est donc creuse). Un terme est traité implicitement si sa discrétisation contribue aux termes dans la matrice $[A]$. Les termes explicites contribuent à $[b]$ uniquement.

L'approche de résolution couplée forme un système d'équations discrétisées où l'ensemble des inconnues (les champs des différentes variables) sont résolues simultanément ou par itération éventuellement si la résolution se fait par bloc. Une approche ségréguée est toutefois préférée pour les simulations CFD. Chaque sous-ensemble d'équations (à définir plus loin) est résolu séparément afin d'obtenir la solution pour une variable, par exemple la vitesse dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Mais la vitesse n'est pas la seule variable dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, il y a également la pression par exemple. Il est alors nécessaire de définir la stratégie de résolution, c'est-à-dire la manière de résoudre et l'ordre dans lesquels les équations sont résolues.

3.7.3 Stratégie de résolution

Les méthodes classiques de résolution des écoulements compressibles utilisent la masse volumique (entre autres) comme variable primaire; la pression est calculée par la suite avec l'équation d'état. Cependant, pour les écoulements faiblement compressibles, au sens où ils présentent de faibles variations spatiales de la pression (c'est-à-dire lorsque la vitesse du fluide est bien plus faible que la vitesse du son), le couplage entre la pression et la masse volumique est faible. La performance de ces méthodes se dégrade et l'on peut s'interroger sur la validité de leur utilisation. A l'inverse, pour la simulation des écoulements incompressibles, la plupart des méthodes définissent et résolvent une équation pour la pression, et la masse volumique est calculée à partir de l'équation d'état. Pour traiter des écoulements sans restriction sur le nombre de Mach, deux approches uniformément valides et uniformément efficaces sont alors envisageables (Wenkeker, 2002) :

- améliorer les algorithmes de résolution compressible, notamment avec l'utilisation d'un préconditionneur (Weiss et Smith, 1995; Turkel, 1999);
- inclure les effets de la compressibilité dans les algorithmes incompressibles.

L'utilisation d'un préconditionneur modifie les valeurs propres du système d'équations afin de réduire la différence entre la vitesse des ondes acoustiques et la vitesse du fluide. Pour cela, le terme de dérivée temporelle est multiplié à gauche par une matrice pour diminuer artificiellement la vitesse des ondes acoustiques (Turkel, 1999). Toutefois, cette méthode supprime les informations temporelles, et utilisée seule elle permet uniquement la résolution des équations en régime permanent. Des étapes supplémentaires sont nécessaires pour restaurer l'instationnarité (Weiss et Smith, 1995).

Plusieurs algorithmes tels que *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* (SIMPLE; Patankar et Spalding, 1972) et *Pressure-Implicit with Splitting of Operators* (PISO; Issa, 1986) ont été développés pour la résolution des écoulements incompressibles selon des méthodes de type correction de pression. Ces méthodes sont basées sur une première étape de résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement avec une pression supposée, pour obtenir une estimation du champ de vitesse. Ensuite, les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement sont manipulées pour obtenir une équation pour la pression. Enfin, le champ de vitesse est corrigé avec la nouvelle pression pour satisfaire l'équation de continuité.

Dans OpenFOAM, ce couplage pression-vitesse est réalisé avec la méthode PISO développée par Issa (1986). L'algorithme est basé sur la séparation des équations pour la vitesse et pour la pression avec la répétition d'étapes prédicteur-correcteur. Dans un premier temps la vitesse est prédite en utilisant le champ de pression de l'itération précédente. La pression et la vitesse sont ensuite corrigées par itération de la résolution de l'équation de correction pour la pression et d'une équation approchant le bilan de quantité de mouvement. L'obtention de l'équation pour la pression dans le cadre général est présentée dans les travaux de Jasak (1996). Dans le cas d'écoulements diphasiques avec suivi d'interface, l'algorithme PISO est détaillé par exemple par Ubbink (1997), Rusche (2002) et Márquez Damián (2013). Nous rappellerons ci-après les éléments principaux de l'implémentation de l'algorithme PISO dans OpenFOAM.

En amont du couplage pression-vitesse, le terme non-linéaire $\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u})$ dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement est linéarisé en introduisant le débit masse $\phi_f = \mathbf{S}_f \cdot (\rho \mathbf{u})_f$, avec $\mathbf{S}_f$ le vecteur normal d'une face et $(\rho \mathbf{u})_f$ l'interpolation de $\rho \mathbf{u}$ sur les faces. La linéarisation consiste donc à utiliser le flux de masse de l'itération précédente pour l'advection de la vitesse dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

La première étape de l'algorithme consiste à formuler tous les termes de l'équation de conservation de quantité de mouvement hormis le gradient de pression de façon semi-discrétisée :

$$A\mathbf{u} - \mathbf{H}(\mathbf{u}) = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \rho \mathbf{g} - \mathbf{F}_\sigma \quad (3.7.3)$$

où $A\mathbf{u}$ est un terme linéaire en $\mathbf{u}$ et $\mathbf{H}(\mathbf{u})$ dépend de $\mathbf{u}$ et des termes sources. A contient les coefficients diagonaux et $\mathbf{H}$ contient les termes non-diagonaux en plus des termes non dépendant de $\mathbf{u}$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement peut alors être réécrite selon :

$$A\mathbf{u} - \mathbf{H}(\mathbf{u}) = -\nabla p \quad (3.7.4)$$

Avec le choix des coefficients dans A et $\mathbf{H}$ il est possible d'écrire³ :

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{H}(\mathbf{u})}{A} - \frac{\nabla p}{A} \quad (3.7.5)$$

Puisqu'à la fois $\mathbf{u}$ et p sont inconnus à la prochaine itération, il n'est pas possible d'utiliser directement l'équation 3.7.5 pour la résolution. Toutefois, celle-ci peut-être utilisée pour effectuer une prédiction de vitesse basée sur les valeurs connues de $\mathbf{u}$ et p , c'est-à-dire en traitant les termes $\mathbf{H}(\mathbf{u})$ et ∇p de façon explicite. Cependant cette prédiction de vitesse ne respecte pas, a priori, l'équation de conservation de la masse. L'équation pour la pression est obtenue à partir de la divergence de l'équation 3.7.5 :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{H}(\mathbf{u})}{A} \right) - \nabla \cdot \left(\frac{\nabla p}{A} \right) \quad (3.7.6)$$

L'introduction du terme de divergence de vitesse 3.5.7 permet de finaliser la construction de l'équation de la pression à résoudre en incluant les effets de la compressibilité et du changement de phase :

$$\dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) - \frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{H}(\mathbf{u})}{A} \right) - \nabla \cdot \left(\frac{\nabla p}{A} \right) \quad (3.7.7)$$

Les dérivées temporelles des masses volumique du liquide et de la vapeur sont traitées implicitement en introduisant la compressibilité $\Psi_k = \partial \rho_k / \partial p$ selon :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = \frac{\partial \rho_k}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \rho_k}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \approx \Psi_k \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.7.8)$$

Les variations de masse volumique avec la température lors de la résolution de l'équation pour la pression sont négligées. L'équation pour la pression s'écrit finalement :

$$\dot{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) - \frac{\alpha_l}{\rho_l} \left(\Psi_l \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_l \right) - \frac{\alpha_v}{\rho_v} \left(\Psi_v \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_v \right) = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{H}(\mathbf{u})}{A} \right) - \nabla \cdot \left(\frac{\nabla p}{A} \right) \quad (3.7.9)$$

L'algorithme PISO consiste finalement en la résolution alternée des équations 3.7.5 et 3.7.9 pour ajuster successivement la vitesse et la pression en utilisant à chaque fois les dernières valeurs calculées.

3.7.4 Conservation de la masse totale

Pour assurer la conservation de la masse totale dans la géométrie fermée de la BDG, une correction est ajoutée à la pression après l'algorithme PISO.

Cet ajustement de la pression permet un ajustement de la masse volumique liée à la compressibilité, afin de rétablir, si nécessaire, la conservation de la masse totale. Cette

3. A ne contient qu'une valeur par cellule et peut être représentée par un champ scalaire

solution n'est pas optimale car elle n'assure pas la conservation de la masse de chaque phase, donc les erreurs dans la résolution de l'advection de la fraction volumique de phase (qui correspond donc à l'excès d'une phase et le défaut de l'autre) se traduisent par des variations artificielles de la pression. Ces effets seront illustrés avec la simulation d'un oscillateur bulles-bouchon (voir [section 3.8.1](#)).

3.7.5 Algorithme de résolution

La résolution des équations et la progression temporelle sont réalisées par une procédure itérative PIMPLE, qui combine les algorithmes PISO et SIMPLE. L'algorithme PIMPLE itère sur l'ensemble des équations à chaque pas de temps. D'abord, l'équation de transport de la fraction volumique de phase est résolue pour mettre à jour la position de l'interface et les propriétés du fluide unique, puis la vitesse est prédite. Le terme source de changement de phase est calculé pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie. Le couplage pression-vitesse est ensuite effectué par itérations PISO. Cette procédure de résolution des équations est schématisée sur la [Figure 3.1](#).

3.8 Validation du solveur

Afin de vérifier l'implémentation du modèle précédemment décrit dans le nouveau solveur, plusieurs cas test disposant d'une solution analytique sont proposés. Dans un premier temps, un oscillateur bulles-bouchon monodimensionnel est étudié. Ce cas ne considère pas le changement de phase, il est axé sur la vérification de la capture de l'interface. Ensuite, deux cas sont étudiés pour le changement de phase : le problème de Stefan monodimensionnel et la croissance d'une bulle sphérique dans un liquide surchauffé.

3.8.1 Oscillateur bulles-bouchon

Un oscillateur bulles-bouchon est étudié dans le but de valider la méthode de capture de l'interface liquide-gaz dans le cas particulier où la phase gazeuse est compressible, le liquide est incompressible et la géométrie est fermée. Cette situation est délicate dans la mesure où aucune condition de Dirichlet ne peut être appliquée à la pression : il y a absence de référence (ou potentiel) de pression ce qui pose le problème d'unicité de la solution de l'équation elliptique de Poisson que doit satisfaire cette variable. Ainsi l'unicité de la solution est garantie par l'ajout d'une équation algébrique supplémentaire : l'équation de la conservation de la masse totale discutée dans la [section 3.7.4](#). Le système est supposé adiabatique (l'équation de la chaleur n'est pas résolue) et aucun changement de phase ne se produit. Ce cas est tiré des travaux de [Canu \(2019\)](#). L'oscillateur est constitué d'une enceinte fermée où un bouchon de liquide est piégé entre deux bulles de vapeur, comme schématisé par la [Figure 3.2](#). Les oscillations sont déclenchées par un différentiel initial de la pression régnant dans les bulles. A cause de ce différentiel de pression, le bouchon de liquide est poussé par la bulle de pression plus élevée vers l'autre bulle de pression plus faible. La première est donc détendue et la seconde comprimée. Lorsque la pression dans la bulle comprimée est suffisante pour vaincre l'inertie du bouchon, celui-ci est renvoyé dans l'autre sens pour commencer un nouveau cycle. La simulation des multiples allers-retours

du bouchon de liquide permet d'étudier la précision du modèle d'advection de l'interface, entre autres.

L'évolution du déplacement du bouchon de liquide peut être décrite à partir d'un bilan de quantité de mouvement sur le volume de contrôle mobile que constitue le bouchon de liquide (ici l'eau). Ce bilan s'écrit :

$$\frac{dm_l u_1}{dt} = p(R_1(t))S - p(R_2(t))S \quad (3.8.1)$$

où m_l , u_1 , $p(R_1(t))$, $p(R_2(t))$ et S sont respectivement la masse de liquide, sa vitesse, la pression aux positions $R_1(t)$ et $R_2(t)$ et l'aire de la section transversale. Afin d'alléger les expressions, la dépendance temporelle des positions R_1 et R_2 n'est plus explicitée dans ce qui suit. La vitesse du liquide est directement liée au déplacement de l'interface aux positions R_1 et R_2 :

$$u_1 = \frac{dR_1}{dt} \quad (3.8.2)$$

Les pressions aux positions R_1 et R_2 sont déterminées par la loi d'état des gaz parfaits :

$$p(R_1) = \frac{rTm_1}{V_1} = \frac{rTm_1}{R_1 S} \quad (3.8.3)$$

$$p(R_2) = \frac{rTm_2}{V_2} = \frac{rTm_2}{(1 - R_1 - L_b)S} \quad (3.8.4)$$

où $L_b = R_2 - R_1$ est la largeur du bouchon de liquide. Celle-ci est constante puisque le volume du liquide, incompressible, ne varie pas. En associant ces trois formules l'équation d'évolution de la position R_1 devient :

$$\rho_l L_b \frac{d^2 R_1}{dt^2} = \frac{rTm_1}{R_1 S} - \frac{rTm_2}{(1 - R_1 - L)S} \quad (3.8.5)$$

La solution numérique de cette équation différentielle peut être facilement calculée avec Mathematica par exemple. Dans OpenFOAM, la position R_1 est obtenue par le post-traitement de l'iso-surface 0,5 de fraction volumique de liquide. Initialement, le bouchon de liquide se situe entre les positions $R_1 = 0,4\text{m}$ et $R_2 = 0,7\text{m}$. Bien que non résolue, la température est fixée à 300 K comme référence pour calculer la masse volumique selon l'équation d'état des gaz parfaits. Les conditions initiales de pression et masse volumique pour chaque phase sont présentées dans le [Tableau 3.1](#). Ce cas de validation est simulé pour quatre finesses différentes de maillage à 128, 256, 512 et 1024 cellules nommées respectivement M128, M256, M512 et M1024 dans les figures à suivre. Le pas de temps est adaptatif, basé sur un nombre de Courant à l'interface de 0,1.

Phase	Bulle gauche	Liquide	Bulle droite
Fluide	Air	Eau	Air
p (Pa)	105 000	Profil linéaire	168 000
ρ (kg m ⁻³)	1.25	1000	2

TABEAU 3.1 – Conditions initiales pour l'oscillateur bulles-bouchon.

La [Figure 3.3](#) compare l'évolution temporelle de la position R_1 , la pression au niveau de l'interface liquide-vapeur et la vitesse de déplacement de l'interface, pour les différents maillages par rapport à la solution de référence. Pour la solution analytique, la pression est directement déduite de l'équation [3.8.3](#) une fois la position R_1 déterminée. La vitesse de déplacement de l'interface est simplement calculée par dérivation de la position. Dans OpenFOAM, ces valeurs sont calculées par interpolation de la pression et de la vitesse sur l'iso-surface 0,5 de la fraction volumique de liquide. Un amortissement important de l'amplitude du déplacement est observé pour le maillage grossier M128. Cet amortissement diminue considérablement avec le raffinement du maillage. Lorsque le maillage est de plus en plus fin, la fréquence des oscillations est de plus en plus proche de celle de la solution analytique (le déphasage avec la période de la solution analytique est donc de plus en plus faible). Une hausse notable de la pression est également observée. La pression augmente plus pour les minima que pour les maxima et donc l'amplitude des oscillations diminue : une dérive s'installe donc. Cette dérive est moins prononcée pour la vitesse, dont la valeur absolue diminue. Toutefois, raffiner le maillage la réduit.

Pour ces trois variables, le raffinement du maillage permet l'obtention d'une solution plus fidèle à la solution de référence.

Cette comparaison est complétée par l'évolution de l'erreur relative sur la fraction volumique de liquide illustrée sur la [Figure 3.4](#). Des agrandissements sont insérés dans la partie inférieure de la figure pour une visualisation plus détaillée.

D'abord, l'erreur relative diminue lorsque le maillage est plus fin, ce qui est cohérent avec une interface liquide-vapeur mieux représentée. A une seconde, par exemple, l'erreur associée au maillage le plus fin est dix fois moindre que celle associée au maillage le plus grossier. Ceci suggère donc une variation linéaire, avec la taille des cellules, de l'erreur relative sur la conservation du volume de liquide. La hausse de pression semble liée à la perte de la fraction volumique de phase. Pour étudier cela, des marqueurs sont ajoutés aux instants associés aux maxima (+) et minima (x) de pression⁴ sur le tracé de l'erreur de fraction volumique de phase ([Figure 3.4](#)). Ces extrema correspondent aux instants pour lesquels le bouchon de liquide change de sens de déplacement.

Ensuite, l'erreur relative sur la fraction volumique de liquide suit un motif régulier de légère perte suivie d'une perte plus importante, plus visible sur les deux zooms dans la partie inférieure gauche. On observe que ces changements de pente ont lieu aux mêmes instants que les extrema de pression. Aux alentours de l'instant où le bouchon change de sens de déplacement, sa vitesse est forcément faible. Une vitesse de déplacement plus faible pourrait expliquer une meilleure advection, et donc une perte de fraction volumique de phase moindre. Toutefois, puisque le CFL est fixé, le pas de temps s'adapte aux variations de vitesse de déplacement du bouchon. Aux faibles vitesses, le pas de temps est plus grand et donc l'erreur de troncature est, elle aussi, plus grande. Les résultats ne permettent donc pas de déterminer clairement la cause précise des dérives observées.

La dérive observée semble donc liée à la mauvaise résolution de l'advection de la fraction volumique de phase. En effet, la mauvaise advection se traduit par une diminution de la quantité de liquide (erreur relative négative). Puisque la masse volumique de liquide est constante, l'erreur relative négative sur la fraction volumique de phase signifie une perte de masse de liquide. Afin de forcer la conservation de la masse totale, la pression

4. détectés avec la fonction `argrelextrema` de la bibliothèque `scipy`

dans une géométrie fermée est ajustée pour faire varier la masse volumique de la vapeur (voir 3.7.4). Pour compenser la perte de masse liée à la perte de fraction volumique de phase, la pression est alors augmentée pour augmenter la masse volumique de la vapeur (selon la loi des gaz parfait à température constante), et donc conserver la masse totale. La mauvaise advection de la fraction volumique de phase correspondrait donc en quelque sorte à un changement de phase artificiel.

Afin de vérifier cette supposition, les simulations sont également réalisées en désactivant la correction. Les évolutions de la position R_1 et des pression et vitesse associées sont présentées sur la Figure 3.5. Les diminutions de l'amplitude de déplacement du bouchon de liquide et de l'amplitude des oscillations de pression sont également observées, sauf qu'ici la fréquence des oscillations est plus basse. De plus, la dérive sur la pression se manifeste différemment : la pression aux maxima successifs diminue alors que celle aux minima augmente. On notera que la résolution sans la correction de masse totale donne de meilleurs résultats dans cette configuration puisque les finesses de maillage M512 et M1024 sont confondus avec la solution analytique.

L'erreur relative sur la fraction volumique est illustrée sur la Figure 3.6. Celle-ci présente une diminution similaire au cas avec correction. Sans la correction, cette perte de fraction volumique de liquide se traduit par une diminution de la masse de liquide et une augmentation de la masse de vapeur, associées à la variation de volume occupé par chaque phase.

3.8.2 Problème de Stefan

Le problème de Stefan est un cas-test régulièrement utilisé pour la validation de solveurs avec changement de phase liquide-vapeur (Welch et Wilson, 2000; Hardt et Wondra, 2008; Kunkelmann, 2011; Sato et Ničeno, 2013; Guedon, 2013; Samkhaniani et Ansari, 2016). De la chaleur est transférée depuis une paroi surchauffée par conduction à travers la phase vapeur jusqu'à l'interface liquide-vapeur plane. L'interface étant à saturation, le liquide s'évapore et l'interface se déplace en s'éloignant de la paroi. Cette configuration est schématisée sur la Figure 3.7. Avec l'hypothèse d'une interface plane à tout instant (c'est-à-dire en l'absence d'instabilités transverses), ce cas de calcul peut être considéré comme monodimensionnel.

La solution exacte du problème de Stefan est donnée par :

$$x_{int}(t) = 2\eta\sqrt{\alpha_v t} \quad (3.8.6)$$

$$T(x, t) = T_w - \frac{T_w - T_{sat}}{\text{erf}(\eta)} \text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_v t}}\right) \quad (3.8.7)$$

où x_{int} est la distance entre la paroi et l'interface, T_w est la température de la paroi, $\alpha_v = \lambda_v/(\rho_v C_{p,v})$ est la diffusivité thermique de la vapeur, et η est solution de l'équation algébrique non-linéaire suivante :

$$\eta \exp(\eta^2) \text{erf}(\eta) = \frac{C_{p,v}(T_w - T_{sat})}{\Delta h_{lv} \sqrt{\pi}} \quad (3.8.8)$$

Les calculs sont effectués avec une surchauffe de 25 K dans un domaine de longueur 10 cm. Le fluide considéré est de l'eau. Les propriétés de l'eau pour une pression de saturation d'1 atm sont présentées dans le [Tableau 3.2](#). L'interface liquide-vapeur est initialement positionnée à une distance $x_{int}(t = t_0) = 1$ cm de la paroi, ce qui correspond selon l'équation [3.8.6](#) à un instant initial $t_0 = 154$ s. Le profil de température dans la phase vapeur est initialisé par la solution analytique à cet instant, selon l'équation [3.8.7](#).

Le domaine de calcul est un rectangle discrétisé avec un maillage régulier selon la direction de déplacement de l'interface. Trois finesses de maillage ont été utilisées : 100 cellules pour le maillage grossier, 160 pour le maillage intermédiaire et 200 pour le maillage fin.

Phase	ρ (kg m ⁻³)	C_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	μ (Pa s)	λ (W m ⁻² K ⁻¹)	Δh_{lv} (J kg ⁻¹)
Liquide	975,49	4285	$0,282 \times 10^{-3}$	0,69	2176168,57
Vapeur	0,604967	1401	$1,227 \times 10^{-5}$	0,01719	

TABLEAU 3.2 – Propriétés de l'eau à saturation (1 atm, 373,15 K).

L'évolution temporelle de la position de l'interface pour les différentes finesses de maillage est présentée sur la [Figure 3.8](#), et l'évolution temporelle du profil de température pour le maillage le plus fin est présentée sur la [Figure 3.9](#).

Dans cette configuration simple, l'évolution temporelle de la position de l'interface et les profils de température obtenus par simulation sont fidèles à ceux donnés par la solution analytique. Le grossissement sur la position de l'interface montre que le raffinement du maillage n'améliore pas beaucoup les résultats, le maillage le plus grossier étant déjà très acceptable. Le problème de Stefan permet donc de valider le modèle de changement de phase dans le cadre d'une interface plane alignée avec le maillage. Pour aller plus loin dans la validation, le modèle de changement de phase est dans ce suit appliqué à une interface courbe.

3.8.3 Croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé

La croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé au repos en l'absence de gravité est maintenant considérée. Il s'agit d'un cas test typique pour la validation du changement de phase dans une géométrie tridimensionnelle, choisi par exemple par [Kunkelmann \(2011\)](#); [Sato et Ničeno \(2013\)](#) et [Guedon \(2013\)](#). En effet, il s'agit de calculer le terme source de changement de phase lorsque l'interface est courbe. La normale à l'interface n'est alors plus alignée avec celle du maillage. En supposant la tension de surface nulle, l'effet Kelvin (dépendance de la condition de saturation à la courbure de l'interface) n'est pas considéré ici, voir [Rednikov et Colinet \(2019\)](#). Cette configuration est illustrée par la [Figure 3.10](#).

La croissance de la bulle a notamment été étudiée par [Plesset et Zwick \(1954\)](#), qui proposent une croissance décomposée en deux étapes. Initialement la bulle croît très rapidement sous l'effet de la différence de pression entre les deux phases. Cette croissance rapide est alors appelée croissance inertielle. Dans un second temps, le changement de

phase se traduit par des gradients de température qui tendent à refroidir la vapeur et limitent donc la croissance, alors contrôlée thermiquement. La solution analytique de la croissance contrôlée thermiquement a été calculée par [Scriven \(1959\)](#). L'évolution du rayon de la bulle est donnée par :

$$r_b(t) = 2\beta_g \sqrt{\frac{\lambda_l}{\rho_l C_{p,l}}} t \quad (3.8.9)$$

où la constante β_g est obtenue par la résolution de l'équation transcendante :

$$\begin{aligned} 2\beta_g^2 \int_0^1 \exp \left(-\beta_g^2 \left((1-\eta)^{-2} - 2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \eta - 1 \right) \right) d\eta \\ = \frac{\rho_l C_{p,l} (T_\infty - T_{sat})}{\rho_v (\Delta h_{lv} + (C_{p,l} - C_{p,v}) (T_\infty - T_{sat}))} \end{aligned} \quad (3.8.10)$$

La solution analytique du profil de température est donnée par :

$$\begin{aligned} T_l(r, t) = T_\infty - 2\beta_g^2 \frac{\rho_v (\Delta h_{lv} + (C_{p,l} - C_{p,v}) (T_\infty - T_{sat}))}{\rho_l C_{p,l} (T_\infty - T_{sat})} \\ \times \int_{\frac{r_b(t)}{R}}^1 \exp \left(-\beta_g^2 \left((1-\eta)^{-2} - 2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \eta - 1 \right) \right) d\eta \end{aligned} \quad (3.8.11)$$

Les calculs sont effectués à une pression de 101 325 Pa. Les propriétés de l'eau et sa vapeur sont listées dans le [Tableau 3.2](#). La surchauffe du liquide est $T_\infty - T_{sat} = 1$ K. Le domaine tridimensionnel considéré est un cube permettant la simulation d'une section d'1/8 de la bulle avec des conditions de symétrie. Le centre de la bulle, de rayon initial $r_0 = 50$ μm , est situé à l'origine du domaine de côté 500 μm , comme illustré par la [Figure 3.11](#).

L'instant initial, correspondant au rayon de 50 μm est de 0,309 ms d'après l'équation [3.8.9](#). Le profil de température dans le liquide est initialisé avec la solution analytique associée à ces conditions (voir la courbe bleue sur la [Figure 3.10](#)). Le domaine est discrétisé par un maillage cartésien régulier. Trois finesses de maillages ont été utilisées : $50 \times 50 \times 50$ cellules pour le maillage grossier, $100 \times 100 \times 100$ pour le maillage intermédiaire et $150 \times 150 \times 150$ pour le maillage fin. L'estimation du rayon est effectuée par la mesure du volume. Il s'agit d'intégrer la fraction volumique de vapeur pour obtenir le volume de la bulle, supposée sphérique, ainsi que son rayon. L'évolution du rayon de la bulle est présentée sur la [Figure 3.12](#) et la croissance est illustrée par la [Figure 3.13](#). Pour le maillage grossier, l'évolution est largement surestimée dans les premiers instants, puis la croissance se rapproche de la tendance de la solution analytique. Cette surestimation est nettement corrigée par le maillage intermédiaire et encore davantage par le maillage fin. Un maillage encore plus fin (mais alors beaucoup plus coûteux) permettrait probablement de se rapprocher de la solution pour les premiers instants de la simulation. Une fois la simulation "amorcée", au biais près créé dès les premiers instants, le maillage fin permet de prévoir une solution fidèle à la solution analytique.

3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons élaboré le modèle mathématique représentant les écoulements diphasiques compressibles avec changement de phase liquide-vapeur, et prenant en compte les transferts couplés solide-fluide.

Ce modèle est constitué des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, d'une équation d'advection de la fraction volumique de phase, d'un modèle de changement de phase et de lois de comportement. Ce modèle mathématique est implémenté dans OpenFOAM.

En particulier, un modèle de changement de phase hybride a été choisi et implémenté. Ce modèle est une combinaison du modèle de Schrage pour le changement de phase à l'interface, quand celle-ci est résolue (à finesse de maillage donnée), et du modèle de Lee comme modèle de sous-maille pour les échelles diphasiques (bulles et embryons de bulles) non résolues. Ce modèle permet entre autres le changement de phase à la paroi (c'est-à-dire la création d'interface) lorsque les conditions thermodynamiques stipulent sa présence.

Les équations sont discrétisées par la méthode des volumes finis et résolues de façon ségréguée selon l'algorithme PIMPLE, combinaison des algorithmes PISO et SIMPLE. Le solveur proposé a été validé en deux étapes grâce à trois configurations disposant d'une solution analytique connue.

Dans un premier temps, un oscillateur bulles-bouchon a permis de valider l'advection de l'interface. En utilisant une correction pour la masse totale, celle-ci se conserve mais une dérive et dispersion de la pression sont observées. Ces artéfacts sont réduits de manière significative lorsque le maillage est raffiné. Dans un second temps, le terme source de changement de phase a été validé par le problème de Stefan unidimensionnel et par le problème tridimensionnel de la croissance d'une bulle dans un liquide surchauffé.

Jugé satisfaisant, au vu de ces résultats de validation, ce modèle peut être appliqué pour simuler l'écoulement dans une Boucle Diphasique Gravitaire. Cette étude fait l'objet du prochain chapitre.

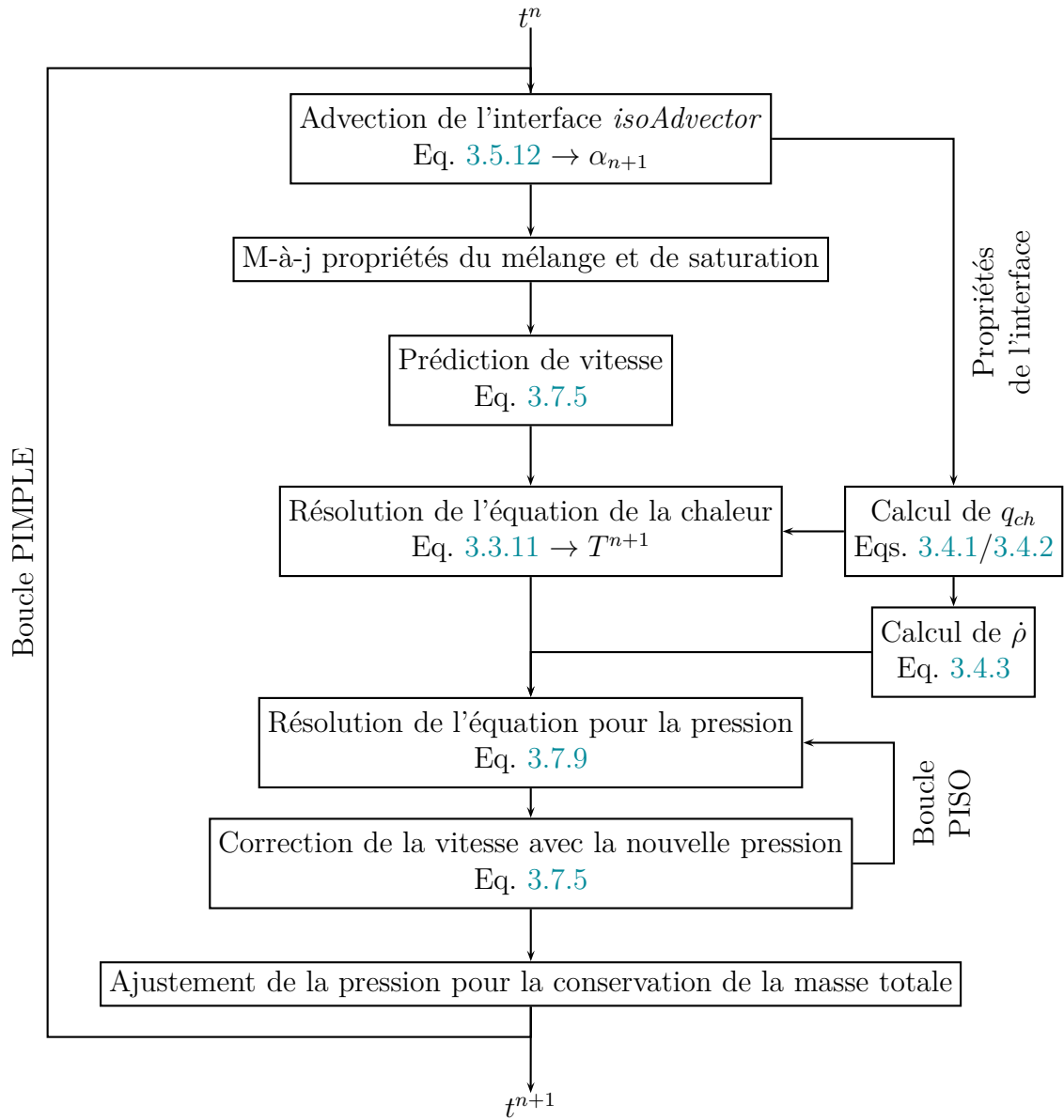


FIGURE 3.1 – Algorithme de résolution du solveur.

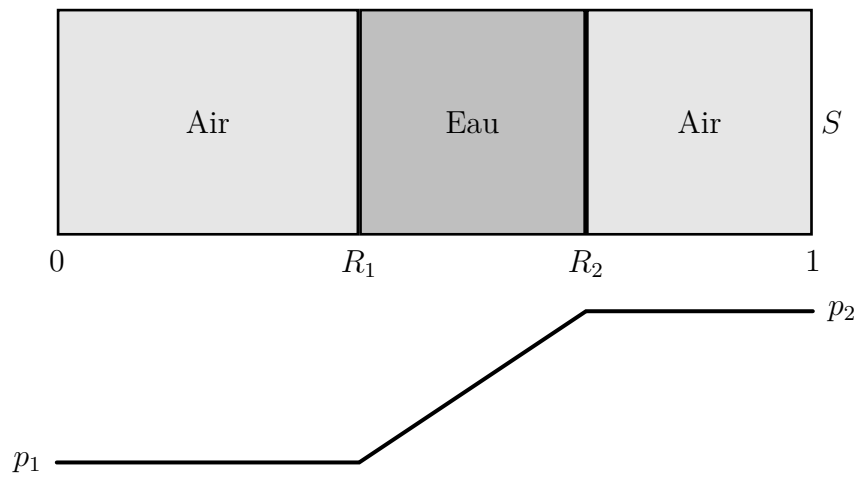


FIGURE 3.2 – Schématisation de l'oscillateur bulles-bouchon.

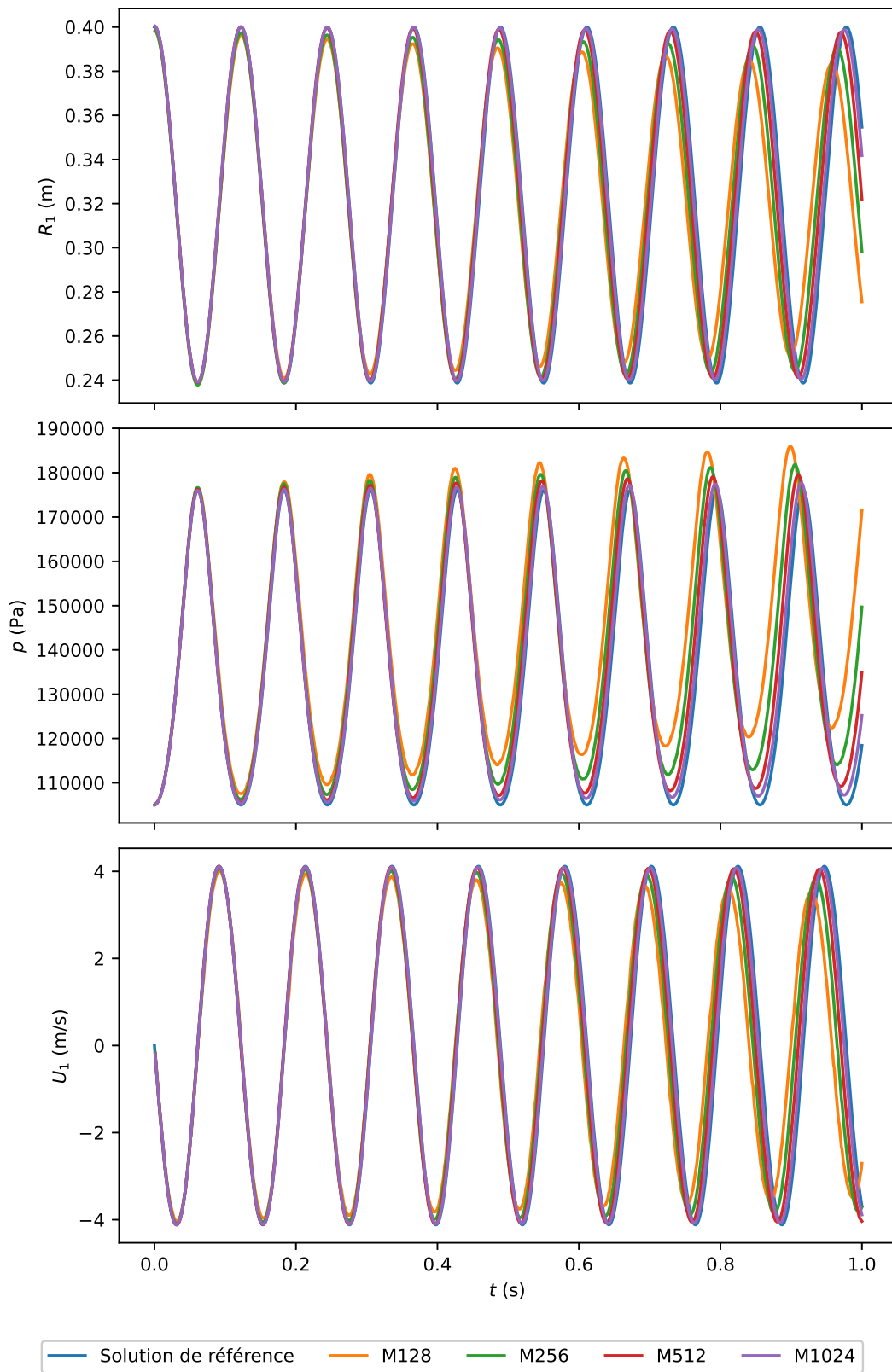


FIGURE 3.3 – Evolution temporelle de la position R_1 et des pression et vitesse associées à l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon pour différentes finesses du maillage.

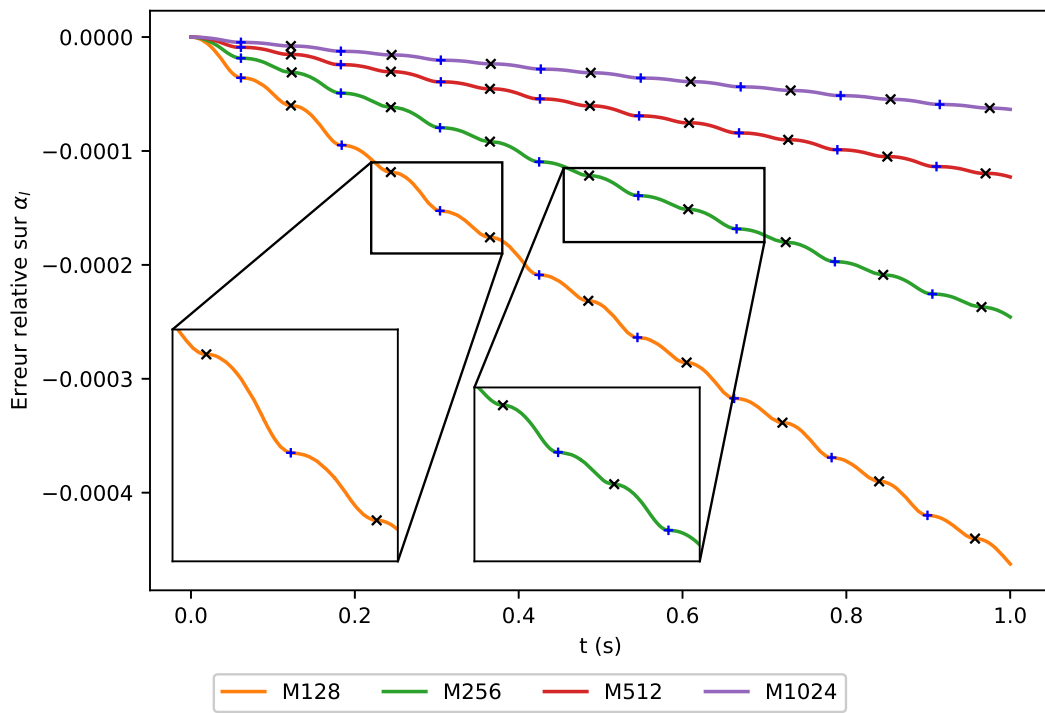


FIGURE 3.4 – Erreur relative sur la fraction volumique de liquide de l'oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages. Les marqueurs sont associés aux instants des maxima (+) et minima (x) locaux de pression.

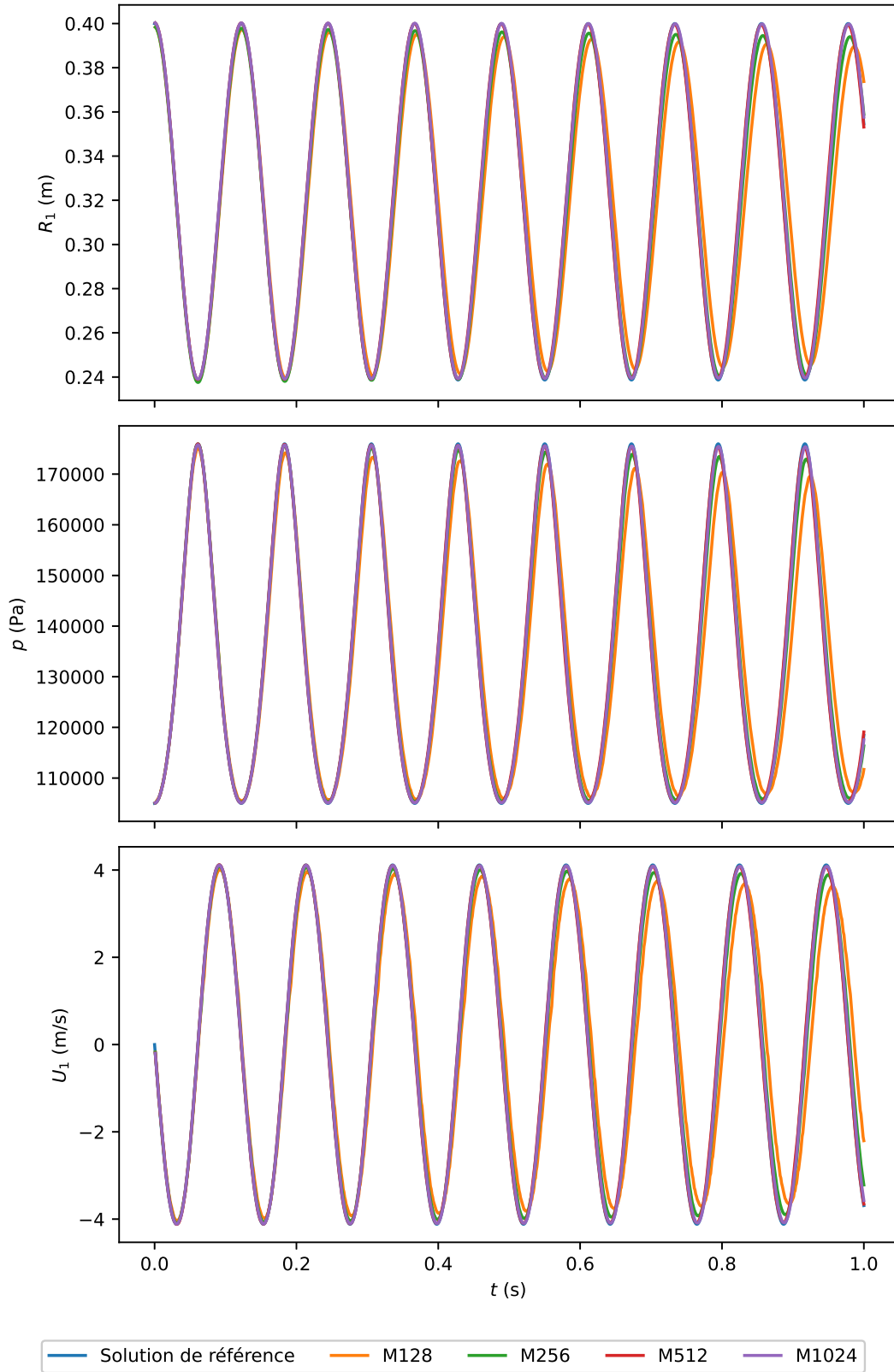


FIGURE 3.5 – Evolution temporelle de la position R_1 et des pression et vitesse associées à l'interface de l'oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages avec la correction de masse totale désactivée.

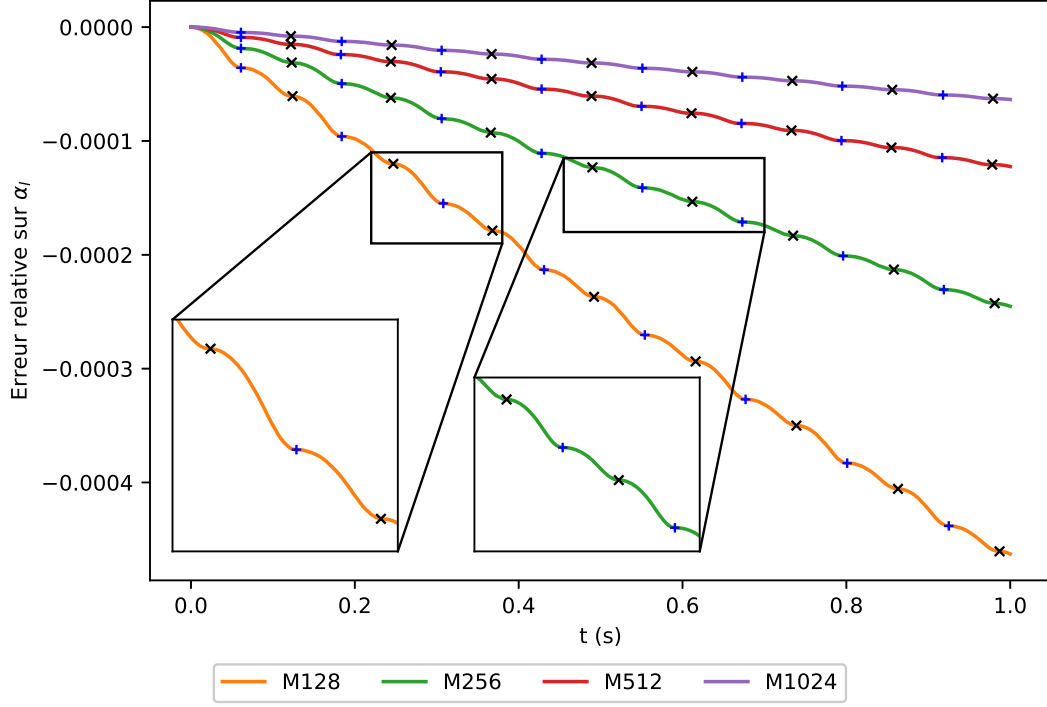


FIGURE 3.6 – Erreur relative sur la fraction volumique de liquide de l’oscillateur bulles-bouchon pour différents maillages avec la correction de masse totale désactivée. Les marqueurs sont associés aux instants des maxima (+) et minima (x) de pression.

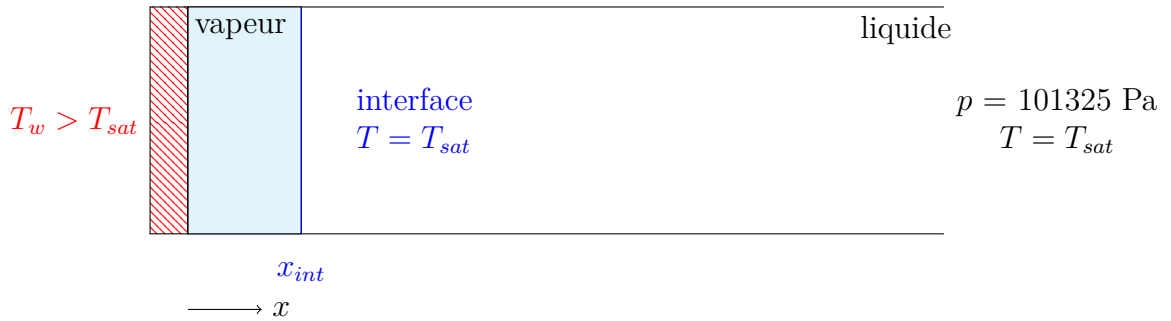


FIGURE 3.7 – Configuration du problème de Stefan

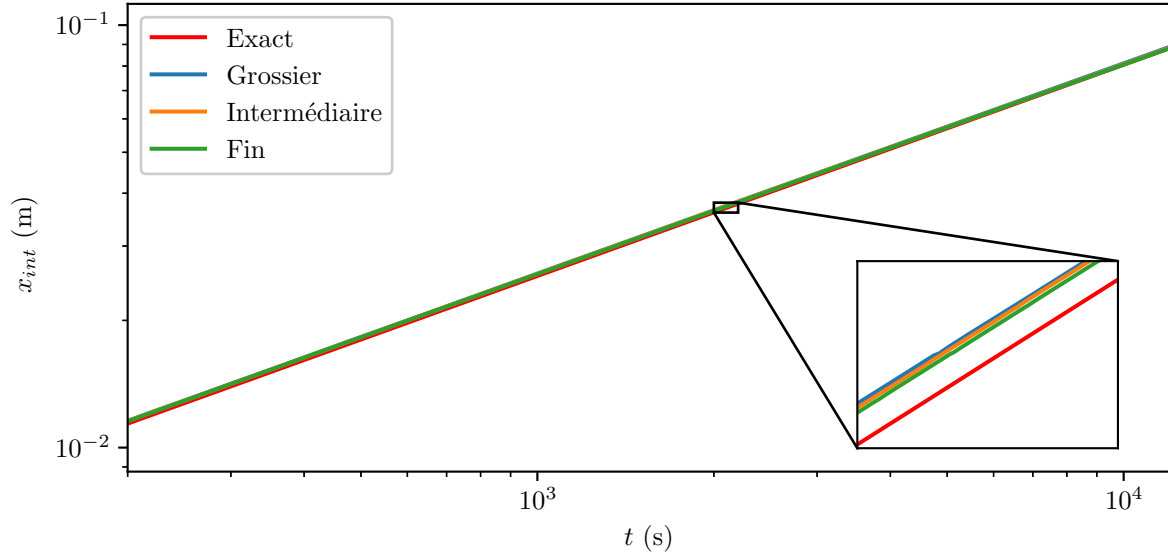


FIGURE 3.8 – Evolution temporelle de la position de l'interface pour le problème de Stefan.

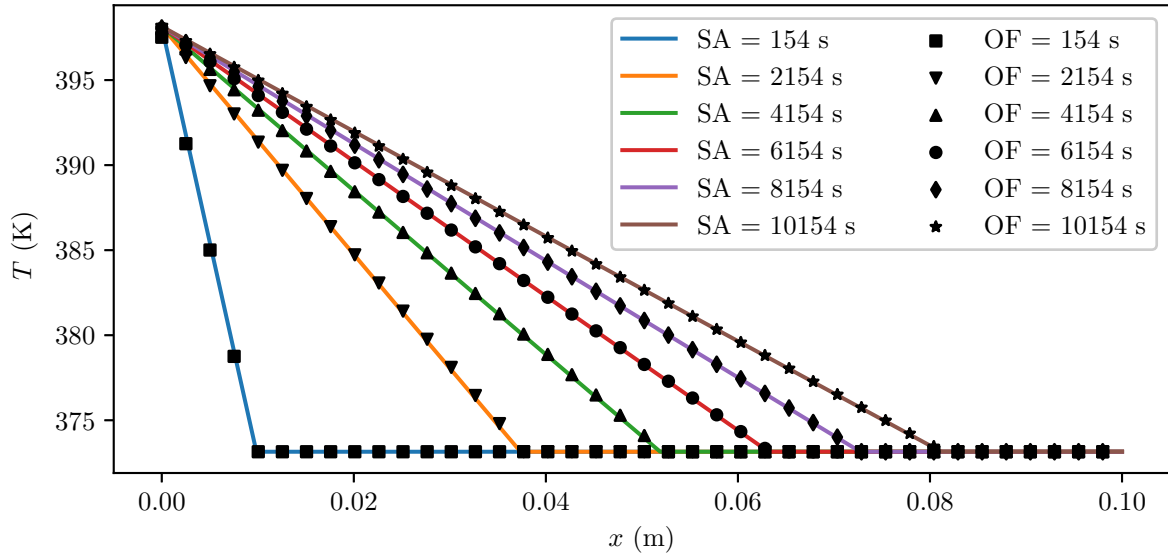


FIGURE 3.9 – Evolution temporelle du profil de température pour le problème de Stefan avec le maillage fin (OF = OpenFOAM, SA = Solution Analytique).

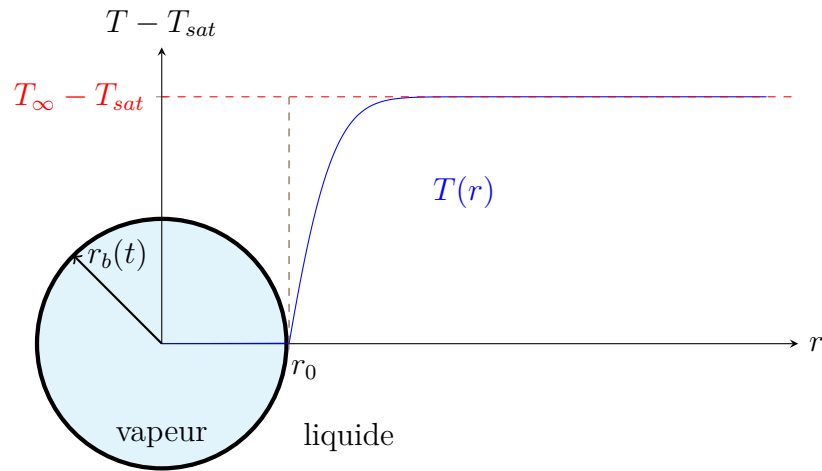


FIGURE 3.10 – Schématisation d’une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé. La courbe bleue correspond à l’initialisation du profil de température.

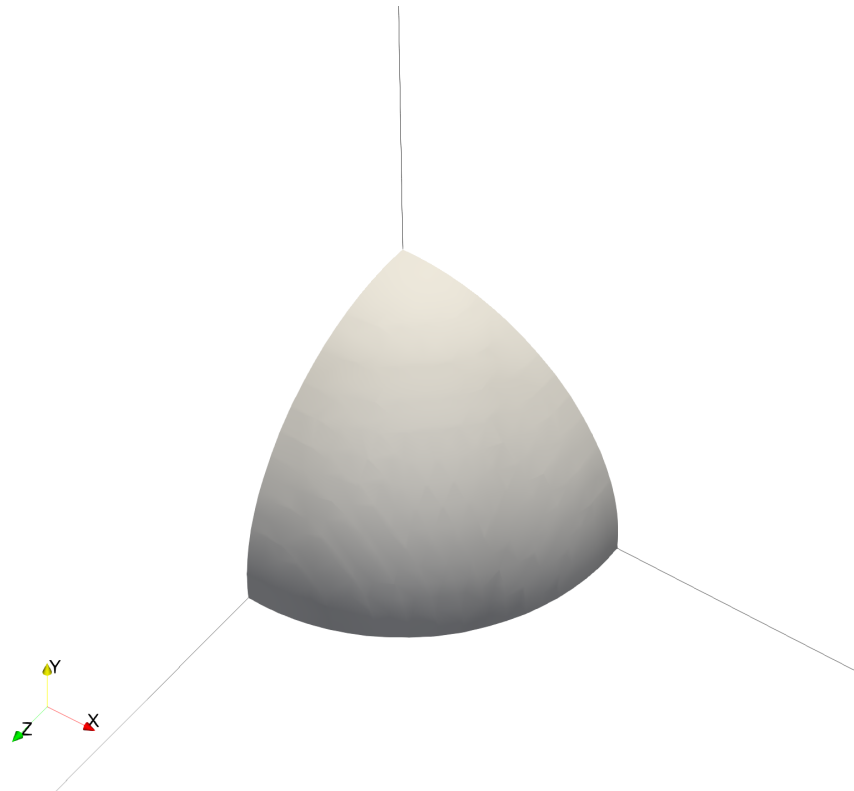


FIGURE 3.11 – Initialisation de la bulle avec un domaine symétrique.

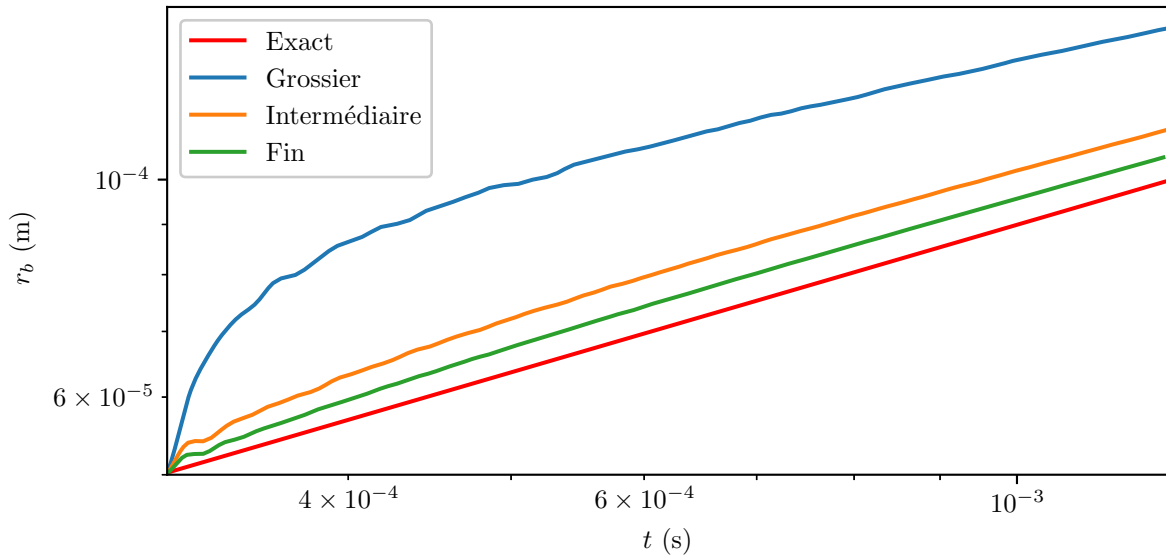


FIGURE 3.12 – Evolution temporelle du rayon de la bulle.

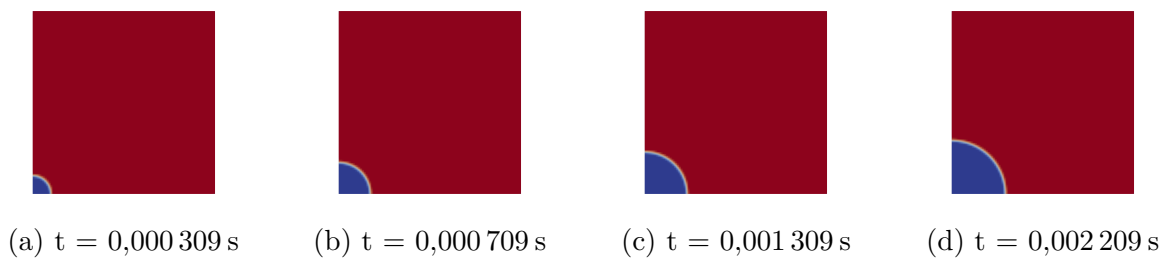


FIGURE 3.13 – Illustration de la croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé. La bulle de vapeur, en bleu, est entourée de liquide.

Chapitre 4

Modélisation d'une Boucle Diphasique Gravitaire par la méthode *Volume-of-Fluid*

Sommaire

4.1	Introduction	92
4.2	Géométrie et Conditions aux limites	92
4.3	Maillage, discrétisation et résolution	93
4.4	Configuration de référence	96
4.5	Présentation des outils de post-traitement	99
4.5.1	Mesures moyennées le long de la fibre neutre	99
4.5.2	Flux de chaleur à travers les parois solides	100
4.5.3	Mesure du débit masse	103
4.5.4	Résistance thermique et Temps de réponse	103
4.6	Résultats	105
4.6.1	Régimes d'écoulement	105
4.6.2	Bilan sur les parois solides	114
4.6.3	Comportement le long de la fibre neutre	123
4.6.4	Evolution temporelle	132
4.6.5	Oscillations du débit masse	134
4.7	Conclusion	137

4.1 Introduction

Différentes modélisations des écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur capables de simuler le fonctionnement de thermosiphons et Boucles Diphasiques Gravitaires ont été présentées au chapitre 2. L’objectif de ce chapitre est l’exploitation du solveur décrit dans le chapitre 3 pour la simulation d’une Boucle Diphasique Gravitaire. Pour ce faire, et afin d’analyser la réponse de la BDG, nous définissons une configuration de référence spécifiant l’état initial, le fluide de travail et les sollicitations thermiques. D’autres points de fonctionnement seront présentés dans le chapitre 5.

Dans un premier temps, la géométrie choisie pour la BDG et les conditions aux limites associées sont présentées dans la section 4.2. Le maillage, les schémas numériques et les critères de résolution utilisés pour la résolution des équations sont présentés dans la section 4.3. L’état initial, les propriétés thermophysiques du fluide de travail et les sollicitations thermiques appliquées, qui définissent la configuration de référence, sont détaillés dans la section 4.4. Les méthodes de post-traitement utilisées pour l’analyse des résultats sont présentées dans la section 4.5. Enfin, l’analyse des résultats en régime transitoire est effectuée dans la section 4.6. Les régimes d’écoulement obtenus sont d’abord présentés qualitativement et comparés aux régimes d’écoulement généraux abordés au chapitre 1. Un bilan sur les parois solides est ensuite réalisé pour mettre en évidence l’obtention d’un régime pseudo-permanent à l’échelle du système (l’écoulement liquide-vapeur étant fondamentalement instationnaire). A ce régime pseudo-permanent est associé une constante de temps et une résistance thermique. L’écoulement instationnaire dans le fluide est ensuite décrit à partir de mesures moyennées le long de la fibre neutre de la BDG. Pour finir, une analyse fréquentielle des débits masse dans la ligne liquide, à la sortie de l’évaporateur et à l’entrée du condenseur, est proposée.

4.2 Géométrie et Conditions aux limites

La BDG est composée d’un évaporateur, où la puissance est absorbée de l’environnement extérieur, et d’un condenseur, où la puissance est évacuée vers ce même environnement. Ils sont respectivement reliés par les lignes liquide et vapeur, dont les parois sont supposées adiabatiques. Afin de limiter les temps de calcul, la géométrie considérée est bidimensionnelle plane. Cette hypothèse est une approximation forte sur l’écoulement, en particulier sur la forme des bulles. Toutefois, une telle hypothèse a été nécessaire, puisque les calculs tridimensionnels auraient été trop longs pour cette thèse. Il n’était pas non plus possible d’utiliser un maillage 2D axisymétrique, où l’axe serait la fibre neutre de la conduite. En effet, d’une part cela n’aurait pas permis la modélisation des changements d’orientation avec l’influence des coudes sur l’expulsion de liquide (même en choisissant un champ de gravité d’orientation variable). D’autre part, avec une géométrie axisymétrique, une bulle loin de l’axe est en fait un tore de vapeur, objet fortement instable par nature et donc éloigné de la réalité. Nous avons donc préféré la géométrie 2D plane, dans laquelle les bulles sphériques deviennent des cylindres infinis (ou coincées entre deux parois), et pour lesquels un seul rayon de courbure est pris en compte. La géométrie est donc composée de trois régions rectangulaires encapsulées : le solide extérieur, le fluide et le solide intérieur. La hauteur totale de la boucle est de 50 cm et sa largeur totale est de 24 cm. Les sections

verticales rectilignes ont une longueur de 23 cm (évaporateur, colonne vapeur, condenseur et colonne liquide). Les sections horizontales rectilignes ont une longueur de 20 cm (ligne liquide et ligne vapeur). Les sections verticales et horizontales sont connectées par des coudes dont le rayon de courbure est de 2 cm. La conduite a une section carrée de côté $c = 1$ cm. Avec tous ces paramètres, le volume de fluide est d'1,44 L. L'épaisseur des parois solides de part et d'autre du fluide est $e = 2$ mm.

La frontière des parois solides est séparée en quatre parties où différentes conditions aux limites thermiques sont appliquées :

- une densité de flux φ est imposée à l'évaporateur : $-\lambda_s \nabla T \cdot \mathbf{n} = -\varphi_{evap}$;
- un transfert convectif est calculé au condenseur à partir d'une température extérieure imposée T_{froide} et d'un coefficient d'échange convectif h_{conv} : $-\lambda_s \nabla T \cdot \mathbf{n} = h_{conv} (T - T_{froide})$;
- une condition aux limites de couplage est imposée à la frontière entre les régions solides et la région fluide ;
- les autres frontières sont considérées adiabatiques : $-\lambda_s \nabla T \cdot \mathbf{n} = 0$.

Ces différentes conditions aux limites sont illustrées sur la [Figure 4.1](#). Les conditions sont de type `externalWallHeatFluxTemperature` sur les parois extérieures et de type `compressible::turbulentTemperatureRadCoupledMixed` sur les parois intérieures.

La frontière du domaine fluide est formée d'une seule partie où différentes conditions aux limites sont imposées selon la variable résolue :

- la condition de d'adhérence est imposée pour la vitesse (`noSlip`) ;
- la condition aux limites `fixedFluxPressure` est imposée pour la pression. Cette condition aux limites est similaire à la condition de gradient nul sauf qu'elle prend en compte des forces telles que les effets visqueux, gravitaires et/ou capillaires lors de la résolution. La condition `fixedFluxPressure` ajuste le gradient de pression pour obtenir un flux de quantité de mouvement nul à la paroi ;
- une condition aux limites de couplage entre les régions solides et la région fluide est imposée pour la température.

La gestion de la géométrie 2D est effectuée en imposant la condition aux limites de type `empty` aux frontières dans la direction normale au plan.

4.3 Maillage, discrétisation et résolution

La géométrie est discrétisée selon un maillage régulier avec `blockMesh`, le générateur de maillage d'OpenFOAM. Dans `blockMesh` la géométrie est décomposée en blocs, qui peuvent être droits (pour les lignes horizontales et verticales) ou courbés (pour les coudes qui les relient). Le maillage est constitué de 119 000 cellules hexahédriques dans le fluide et 47 600 dans chacun des solides, externe et interne. Dans la direction orthogonale à la fibre neutre (c'est-à-dire selon le diamètre équivalent) le maillage reste constant quelle que soit l'abscisse curviligne. Le domaine fluide est divisé en 50 cellules dans la direction perpendiculaire à la fibre neutre. Afin de mieux capturer le transfert de chaleur à la paroi, c'est-à-dire mieux capturer les conditions nécessaires à la création des bulles à

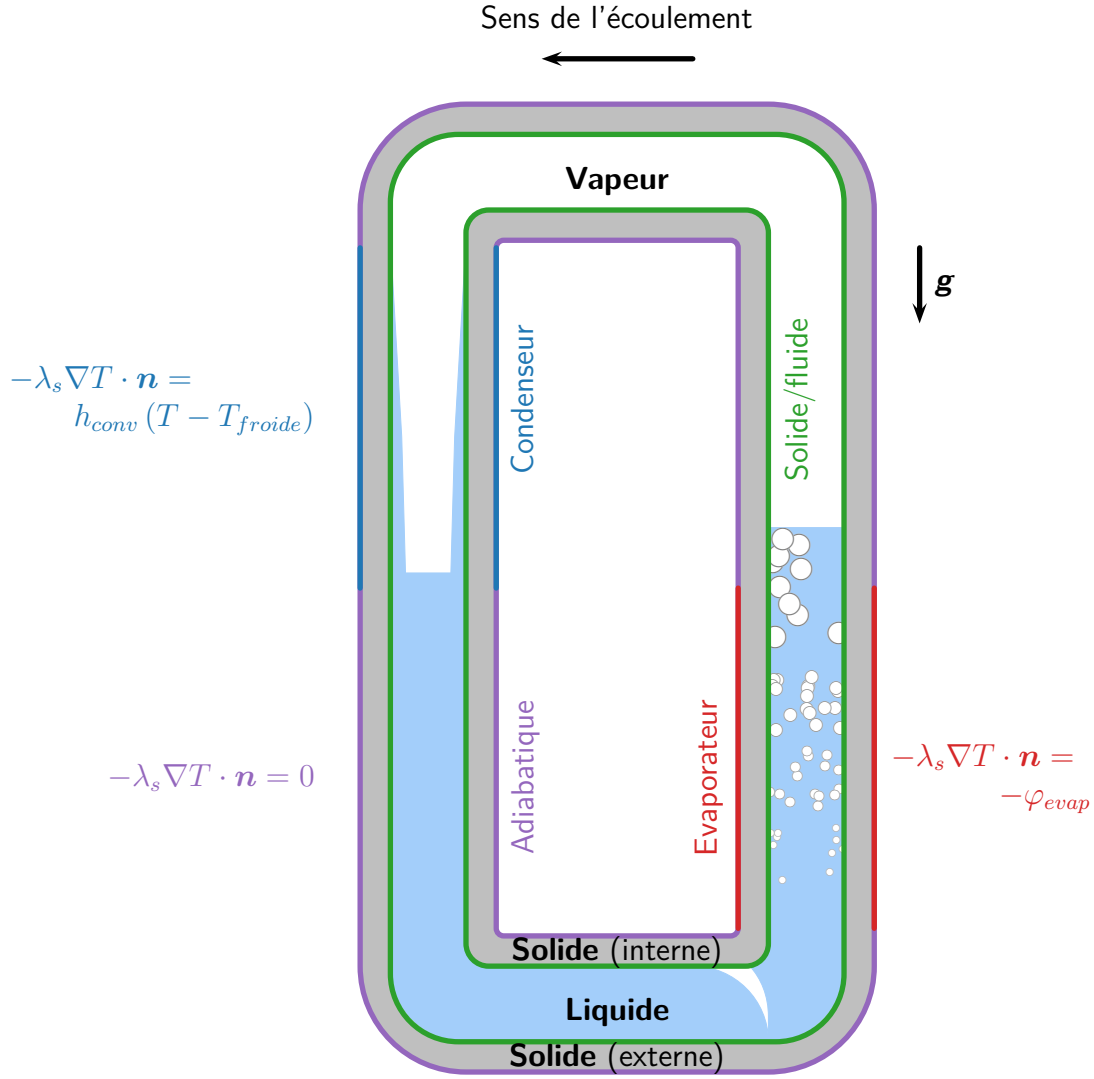


FIGURE 4.1 – Schématisation des frontières et conditions aux limites thermiques de la BDG.

l'évaporateur et à la formation d'un film de liquide au condenseur, le maillage est raffiné à proximité de la paroi. Le facteur d'allongement total entre la paroi et le cœur de l'écoulement est fixé à 4. Les cellules au contact de la paroi et au cœur de l'écoulement ont donc respectivement des largeurs de 92 et 367 μm .

Du fait de la topologie de l'écoulement, les cellules le long de la fibre neutre ne sont pas réparties uniformément. En effet, à cause de l'ébullition en geyser, des bouchons de liquide vont traverser la ligne vapeur pour rejoindre le condenseur, alors qu'il est peu probable que des bulles de vapeur traversent la ligne liquide. Pour cela le maillage est plus fin au niveau de l'évaporateur et sur la première partie de la colonne vapeur que dans la ligne liquide. La répartition du nombre de cellules dans chaque section de la boucle est présentée dans le [Tableau 4.1](#). Dans les coudes le nombre de cellules est fixé à 50, sauf pour le coude entre la colonne liquide et la ligne liquide où il est fixé à 30, puisqu'il y a moins de cellules dans ces deux sections.

Section	Ligne liquide	Evaporateur	Colonne vapeur	Ligne vapeur	Condenseur	Colonne liquide	Coudes
Nombre de cellules	150	800	400	300	400	150	3×50 1×30

TABLEAU 4.1 – Répartition des cellules le long de la fibre neutre

Dans les domaines solides, la discrétisation le long de la fibre neutre est identique à celle du domaine fluide. Ils sont discrétisés avec 20 cellules à travers leur épaisseur. A titre d'illustration, le maillage obtenu dans le coude de la ligne vapeur est présenté sur la [Figure 4.2](#). Pour compléter, d'autres visualisations sont proposées en [Annexe E](#).

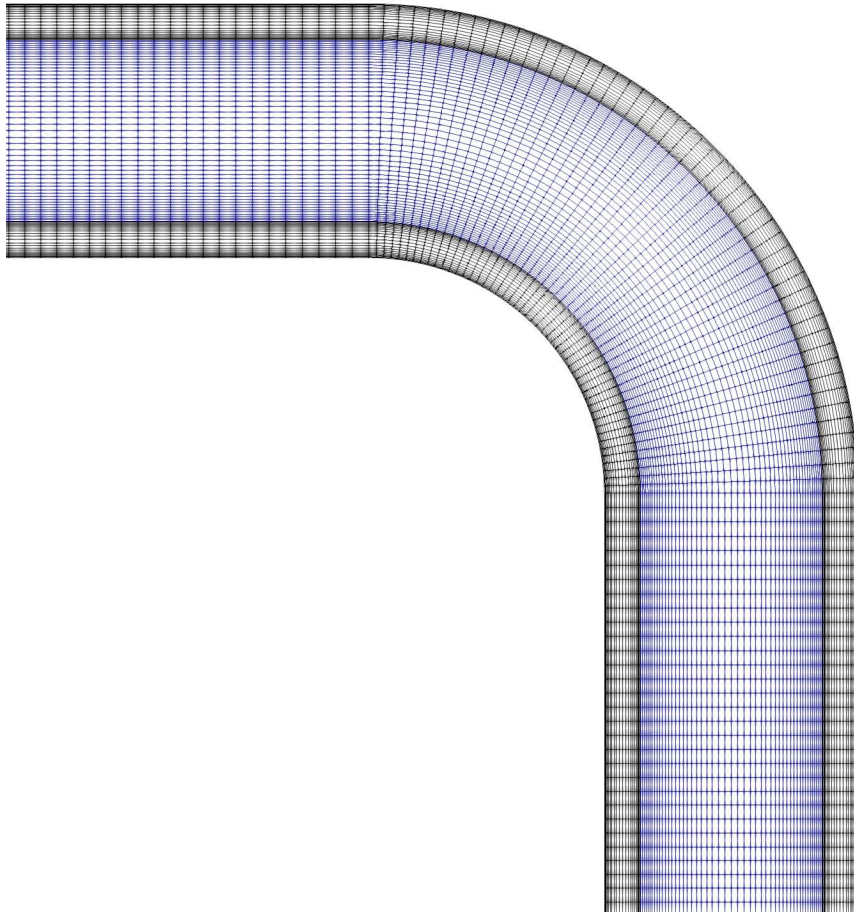


FIGURE 4.2 – Maillage du coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur. Les arêtes noires représentent les cellules des domaines solides et les bleues celles du domaine fluide.

Les schémas de discrétisation utilisés pour la résolution sont présentés dans le [Tableau 4.2](#). Les noms des schémas sont donnés selon la nomenclature d'OpenFOAM. Le lecteur peut se référer à la documentation d'OpenFOAM pour des informations détaillées sur les schémas. Le couplage pression-vitesse est résolu avec 4 itérations PISO, voir section [3.7.3](#). Les termes de dérivée temporelle, de diffusion et d'advection sont traités avec une

formulation implicite d’ordre 1 et 2 respectivement mais limitées (voir [Tableau 4.2](#)). Les autres termes (gradient, divergence) ont une formulation explicite d’ordre 2.

Opérateur	Variable	Schéma	Limiteur
Dérivée temporelle, $\partial\psi/\partial t$	défaut	Euler	
Gradient, $\nabla\psi$	défaut	Gauss linear	
Divergence, $\nabla \cdot \psi$	défaut	Gauss upwind	
	$\rho\mathbf{u}$	Gauss	vanLeer
	$\alpha\mathbf{u}$	Gauss	vanLeer
Laplacien, $\nabla \cdot (\nabla\psi)$	défaut	Gauss linear uncorrected	
Gradient normal à une surface, $\mathbf{n} \cdot \nabla\psi$	défaut	uncorrected	

TABLEAU 4.2 – Schémas de discrétisation utilisés. ψ est un champ quelconque.

Le pas de temps est adaptatif, basé sur le nombre de Courant. Il quantifie la dimension des cellules par rapport à la distance parcourue par l’écoulement pendant un pas de temps et s’exprime selon $Co = u\Delta t/\Delta x$ dans le cas monodimensionnel. Trois critères sont utilisés :

- le nombre de Courant du fluide : $Co < 0.5$;
- le nombre de Courant de l’interface $Co_\alpha < 0.1$;
- un pas de temps maximal : $\Delta t < 10^{-5}$ s.

Les simulations sont effectuées en parallélisant le domaine de calcul. Chaque processeur calcule la solution pour une portion du domaine. La décomposition de ce dernier est effectuée avec la bibliothèque **scotch**. Celle-ci minimise le nombre de frontières, et donc les communications, entre processeurs. Les propriétés du serveur de calcul utilisé pour les simulations sont détaillées dans l’[Annexe F](#). Avec cette configuration, la durée des calculs est de l’ordre de 4 mois.

4.4 Configuration de référence

Dans cette section, l’état initial, les propriétés thermophysiques du fluide de travail, le méthanol, et du solide, en aluminium, ainsi que les sollicitations thermiques sont présentés pour définir la configuration de référence de la BDG.

A l’état initial, la BDG est au repos : le fluide est immobile, la température est uniforme et le liquide occupe la partie inférieure de la BDG. La pression dans la BDG a une répartition hydrostatique déterminée par la pression de saturation au niveau du ménisque. La pression de saturation est elle-même déterminée par la température initiale, fixée à 293,15 K. Le taux de remplissage vaut 50 % (au démarrage la totalité de l’évaporateur est submergée et la totalité du condenseur est asséchée). Les champs de fraction volumique de phase et de pression à l’état initial sont respectivement illustrés sur les figures [4.3a](#) et [4.3b](#).

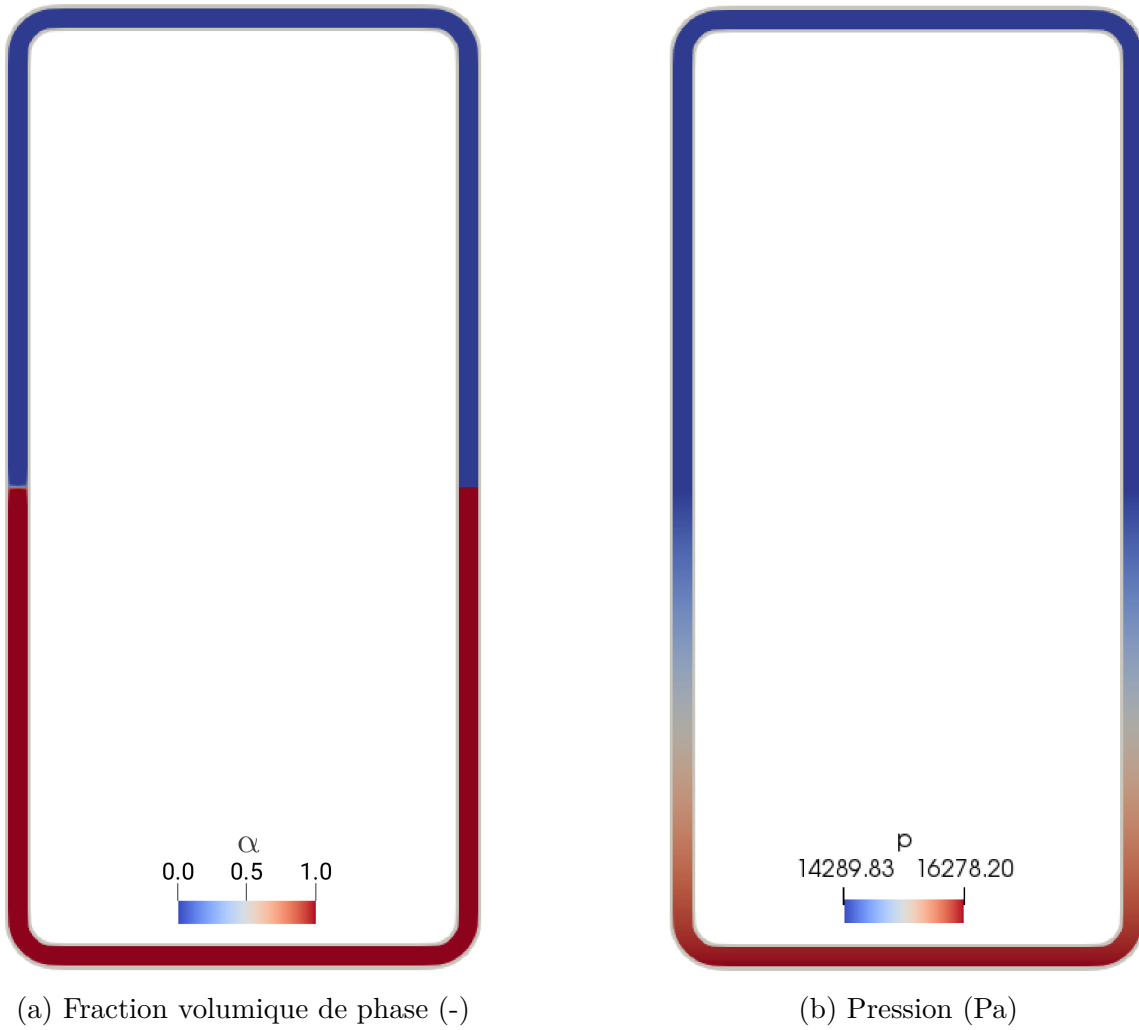


FIGURE 4.3 – Etat initial de la BDG dans la configuration de référence. La température uniforme et les vitesses nulles ne sont pas représentées.

Bien que le solveur développé soit compatible avec des conductivités thermiques, capacités thermiques massiques et viscosités dynamiques variables avec la température, celles-ci sont supposées constantes et uniformes dans chacune des phases. Contrairement à la vapeur, le liquide est considéré incompressible. La tension de surface est également supposée constante. Idéalement, les valeurs de ces différentes propriétés thermodynamiques devraient être choisies au plus proche des conditions de saturation en régime pseudo-permanent. Puisque ce régime pseudo-permanent est inconnu a priori, les valeurs choisies sont celles des conditions initiales, c'est-à-dire à 293,15 K. Celles-ci sont données dans le [Tableau 4.3](#).

L'enthalpie de changement de phase est supposée constante et la loi de saturation s'exprime par une loi logarithmique :

$$T_{sat} = a \ln(p) + b \quad (4.4.1)$$

où les coefficients a et b sont obtenus par régression linéaire de données expérimentales de la base de données NIST. Cette loi de saturation est illustrée sur la [Figure 4.4](#). Pour

Phase	ρ (kg m ⁻³)	C_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	μ (Pa s)	λ (W m ⁻² K ⁻¹)	Δh_{lv} (J kg ⁻¹)	σ (N m ⁻¹)
Liquide	790,43	2504,7	$5,8498 \times 10^{-4}$	0,20112	$1,1766 \times 10^6$	$22,67 \times 10^{-3}$
Vapeur	p/rT	3500,6	$9,4651 \times 10^{-6}$	0,014697		

TABLEAU 4.3 – Propriétés thermophysiques du méthanol.

le méthanol, en considérant la plage de température 283,15 à 383,15 K, les valeurs des coefficients a et b sont respectivement 24,064 et 69,922. La pression au niveau du ménisque à l'instant initial est donc de 14 290 Pa.

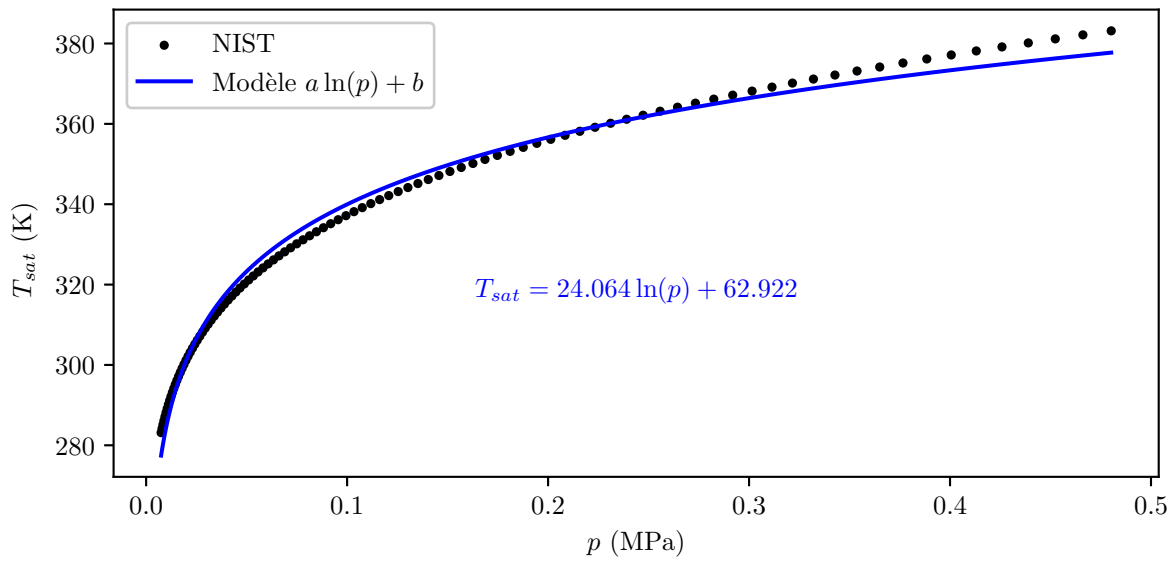


FIGURE 4.4 – Loi de saturation du méthanol. La relation logarithmique est obtenue par régression linéaire des données expérimentales issues de la base de données NIST.

Pour la modélisation des termes sources de changement de phase, les valeurs des facteurs de relaxation d'évaporation et de condensation r_e et r_c du modèle de Lee sont respectivement de 10 s^{-1} et $10\,000 \text{ s}^{-1}$. Pour le modèle de Tanasawa, la valeur du coefficient d'accommodation est $f = 0,001$.

Le domaine solide est en aluminium de masse volumique $\rho_s = 2700 \text{ kg m}^{-3}$, conductivité thermique $\lambda_s = 237 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et capacité thermique massique $C_{p,s} = 897 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Dans la configuration de référence, la puissance imposée sur les parois de l'évaporateur est $\Phi_{evap} = 230 \text{ W}$ (115 W sur chaque paroi solide), selon une rampe de 0,5 s au démarrage, comme illustrée sur la Figure 4.5 (notons que $\Phi_{evap} = \varphi_{evap} S_{evap}$ avec S_{evap} l'aire de la surface de l'évaporateur). Au condenseur, la température de la source froide est constante, égale à la température initiale, soit $T_{froide} = 293,15 \text{ K}$. Le coefficient d'échange convectif est également constant et vaut $h_{conv} = 5000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. La durée de 400 s sera justifiée dans la suite de ce chapitre avec la constante de temps d'obtention du régime pseudo-permanent.

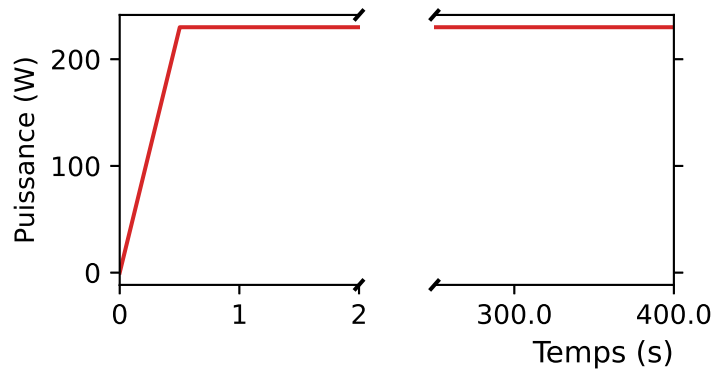


FIGURE 4.5 – Puissance imposée à l'évaporateur.

4.5 Présentation des outils de post-traitement

Afin d'analyser la réponse de la boucle aux sollicitations thermiques, plusieurs outils sont considérés pour le post-traitement :

- des mesures moyennées par station le long de la fibre neutre ;
- les flux de chaleur à travers les parois des solides ;
- des débits masse à différentes sections le long de la boucle ;
- les champs instantanés des différentes variables ;
- la résistance thermique et la constante de temps.

Les mesures le long de la fibre neutre permettent de tracer l'évolution spatiale de variables telles que la pression, la température ou la fraction volumique, et ce à différents instants. Les flux de chaleur permettent de calculer des bilans thermiques, avec l'accumulation d'énergie pour chauffer le solide par exemple. Ils servent également à la vérification du régime pseudo-permanent, lorsque la puissance évacuée au condenseur est égale à celle imposée à l'évaporateur. Les débits masse pour chaque phase permettent par exemple de détecter le passage de bouchons de liquide à l'entrée du condenseur, ceux-ci ne participant pas au transfert latent. La visualisation des champs instantanés permet une analyse qualitative des régimes d'écoulement. Enfin la résistance thermique et la constante de temps seront nos principaux indicateurs de performance. Ces différents outils sont présentés en détail dans les sections qui suivent.

4.5.1 Mesures moyennées le long de la fibre neutre

L'écoulement dans une BDG est instationnaire et la lecture de champs complets n'est pas l'outil le plus adapté pour une description quantitative de celui-ci. Les champs complets sont d'autant moins adaptés qu'une page entière est nécessaire pour visualiser la BDG. Pour y remédier nous proposons d'introduire une discrétisation spatiale supplémentaire le long de la fibre neutre pour former une abscisse curviligne : la BDG est scindée en une succession continue de blocs cubiques d'1 cm le long de la fibre neutre (avec la commande `topoSet` pour définir des `cellZone` dans OpenFOAM). Ce découpage est illustré pour la ligne liquide sur la [Figure 4.6](#). Des moyennes volumiques dans chaque

bloc sont ensuite enregistrées à intervalles réguliers (avec la fonction `volFieldValue` dans OpenFOAM) toutes les 10 itérations.



FIGURE 4.6 – Représentation du découpage en `cellZone` dans la ligne liquide horizontale pour former l'abscisse curviligne.

L'abscisse curviligne est donnée en mètres mais pour une meilleure lisibilité, son unité est omise dans la suite. Avec cette représentation, l'état initial - température, pression, fraction volumique de phase, masse volumique et composantes de vitesse - est illustré sur la Figure 4.7. La légende en haut de la Figure 4.7 indique les différentes régions de la BDG : ligne liquide (LL), évaporateur (E), colonne vapeur (CV), ligne vapeur (LV), condenseur (C) et colonne liquide (CL). Ces abréviations tiennent également sur les figures similaires plus loin. Les étiquettes le long de la fibre neutre sont associées à l'entrée de ces différentes sections de la BDG comme suit :

- $s = 0$ et $s = 1.44$: début de la ligne liquide ;
- $s = 0.21$: début de l'évaporateur ;
- $s = 0.46$: début de la colonne vapeur ;
- $s = 0.71$: début de la ligne vapeur ;
- $s = 0.95$: début du condenseur ;
- $s = 1.19$: début de la colonne liquide.

La température uniforme et les composantes de vitesse nulles sont clairement identifiables, sur les figures 4.7a et 4.7e-f respectivement. Sur la figure 4.7c, la portion vapeur est identifiée avec une fraction volumique de phase nulle entre les positions 0.46 et 1.19. Les effets hydrostatiques dans le liquide sont bien visibles sur la figure 4.7b, avec la pression qui diminue linéairement entre les abscisses 0.21 et 0.46, puis réaugmente entre les abscisses 1.19 et 1.44. Dans la vapeur, la pression est sensiblement constante. En réalité les variations de pression ne sont pas visibles à cause de la faible masse volumique de la vapeur.

Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, le tracé le long de la fibre neutre de valeurs locales instantanées peut renvoyer des signaux avec des fortes variations spatiales et temporelles (en particulier la succession rapprochée et rapide de poches de vapeur et de bouchons de liquide), compliquant la visualisation à cause de la superposition de courbes à différents instants. Il est donc également possible d'effectuer des moyennes temporelles, a posteriori, pour lisser les variations, et faciliter la lecture des courbes.

4.5.2 Flux de chaleur à travers les parois solides

Comme décrit dans le chapitre 1, la BDG est un système de refroidissement où la chaleur est absorbée à l'évaporateur puis évacuée vers l'environnement au condenseur.

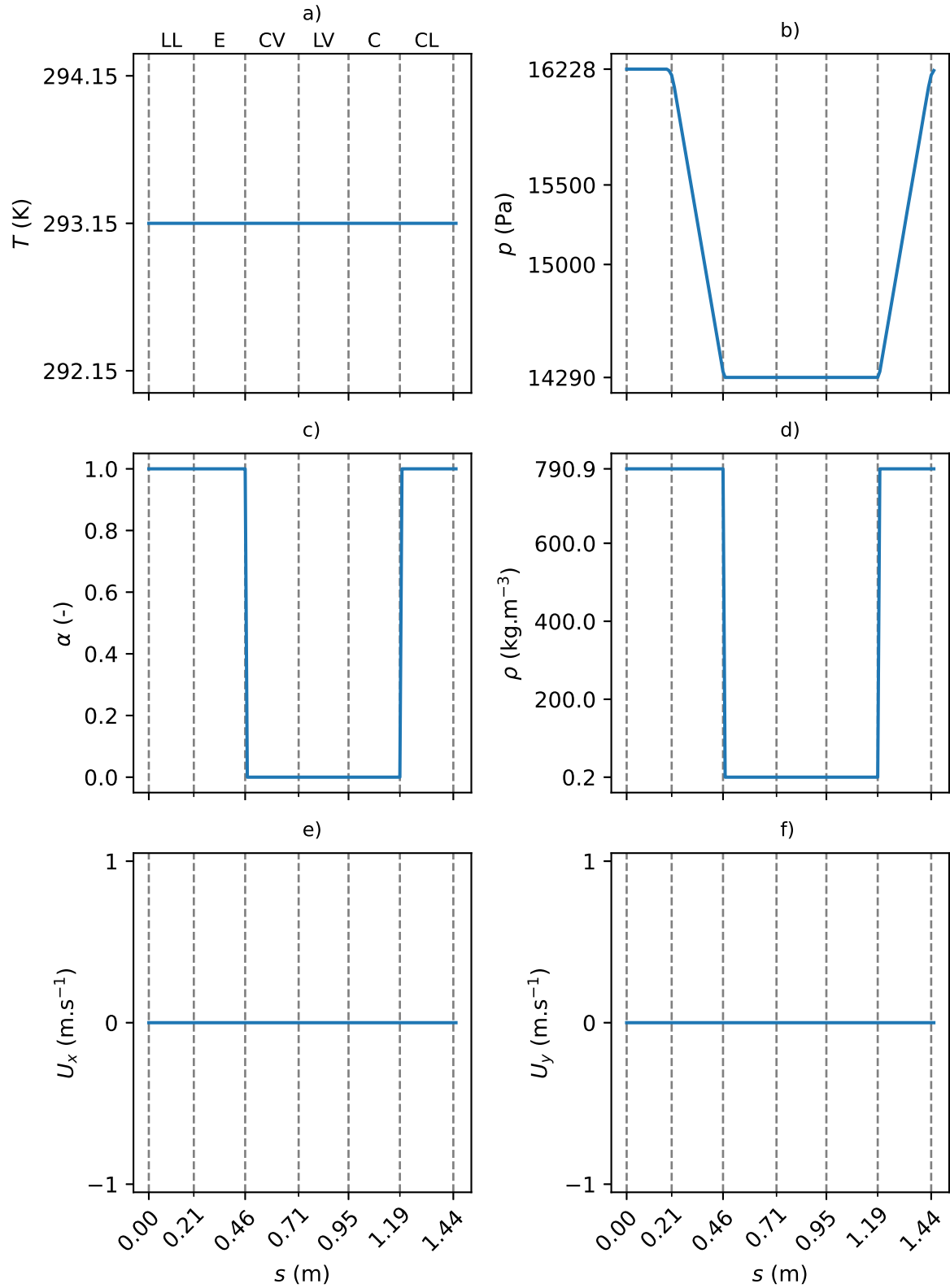


FIGURE 4.7 – Etat initial avec la représentation le long de la fibre neutre. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

L'équilibre des puissances échangées entre l'évaporateur et le condenseur est un bon indicateur d'atteinte du régime pseudo-permanent. Afin d'enrichir la discussion sur les puissances échangées, la frontière solide-fluide est scindée en trois parties pour le calcul des puissances en vis-à-vis de l'évaporateur, du condenseur et de la paroi adiabatique. Ces six surfaces d'échanges sont schématisées sur la [Figure 4.8](#).

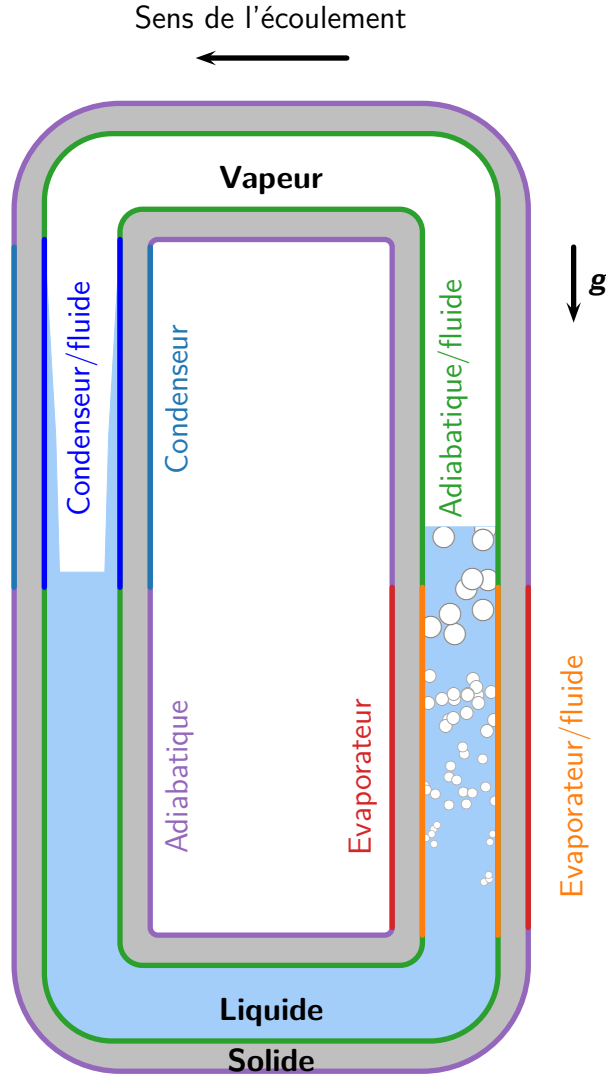


FIGURE 4.8 – Schématisation du découpage de la paroi solide-fluide pour la mesure des flux thermiques. L'épaisseur des parois solides est exagérée pour une meilleure lisibilité.

Les densités de flux sont calculées avec la fonction `wallHeatFlux` d'OpenFOAM selon :

$$\varphi = \frac{\lambda_s}{\rho_s C_{p,s}} (\nabla h_s) \cdot \mathbf{n} \quad (4.5.1)$$

où $\mathbf{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface en question. Les puissances échangées sont ensuite obtenues par intégration de la densité de flux sur les surfaces d'échange. À l'évaporateur et dans la portion adiabatique la puissance imposée et une puissance nulle doivent respectivement être retrouvées. En régime permanent, la puissance échangée au

condenseur devrait être égale à la puissance apportée à l'évaporateur (au signe près). En supposant que la conduction dans le solide ait lieu principalement dans la direction orthogonale à la fibre neutre, le découpage de la paroi solide permet d'estimer la chaleur effectivement transmise de l'évaporateur vers le fluide et du fluide vers le condenseur.

Ces bilans de flux globaux seront complétés d'une part par des mesures de température dans les parois de l'évaporateur et du condenseur, pour traiter notamment de l'accumulation de chaleur ; et d'autre part par un calcul local du coefficient d'échange thermique. Le coefficient d'échange thermique h est défini à partir de l'expression de la densité de flux :

$$-\varphi = h (T_p - \bar{T}) \quad (4.5.2)$$

où T_p est la température de la paroi et $\bar{T}$ est la température de mélange. Le long du diamètre équivalent de la BDG (*i.e.* dans la direction perpendiculaire à la fibre neutre), la température de mélange est définie par :

$$\dot{m}\bar{T} = \int_{z_1}^{z_2} \int_{x_1}^{x_2} \rho u T dx dz \quad (4.5.3)$$

En calculant localement la densité de flux $-\varphi = -\lambda_s \nabla T \cdot \mathbf{n}$, il est possible d'évaluer le profil du coefficient d'échange thermique le long de l'évaporateur. On notera que la normal $\mathbf{n}$ est ici orientée du solide vers le fluide puisqu'on se trouve sur l'interface solide/fluide (donc en sens inverse de celui indiqué sur la [Figure 4.1](#) qui concernait la condition aux limites sur la surface extérieure du solide).

4.5.3 Mesure du débit masse

Nous avons évoqué le phénomène d'ébullition en geyser au chapitre 1. Celui-ci se manifeste par l'expulsion de bouchons de liquide de l'évaporateur vers le condenseur. Afin de détecter leur passage, les débits masse de liquide, de vapeur et total sont calculés à travers plusieurs sections dans la boucle : dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur. Les positions de ces différentes sections de mesures sont illustrées sur la [Figure 4.9](#).

Afin de pouvoir calculer un débit à travers une surface dans OpenFOAM, le champ concerné doit être calculé aux faces (`surfaceScalarField`) et non dans les volumes (`volScalarField`). Ces champs disponibles aux faces sont les différents flux, utilisés notamment pour le calcul des termes de divergence. Dans le solveur développé, les débits masse de liquide et de vapeur ne sont pas directement accessibles. Il est toutefois possible d'y remonter à partir des flux de masse totale et de fraction volumique de phase. En effet, puisque la masse volumique du liquide est constante, le débit masse de liquide est directement obtenu en multipliant le flux de fraction volumique de phase par la masse volumique du liquide. Le débit masse de vapeur est ensuite déduit par différence au débit masse total.

4.5.4 Résistance thermique et Temps de réponse

La résistance thermique est le principal indicateur de performance de la BDG. Elle traduit la montée en température pour une sollicitation donnée. La résistance thermique

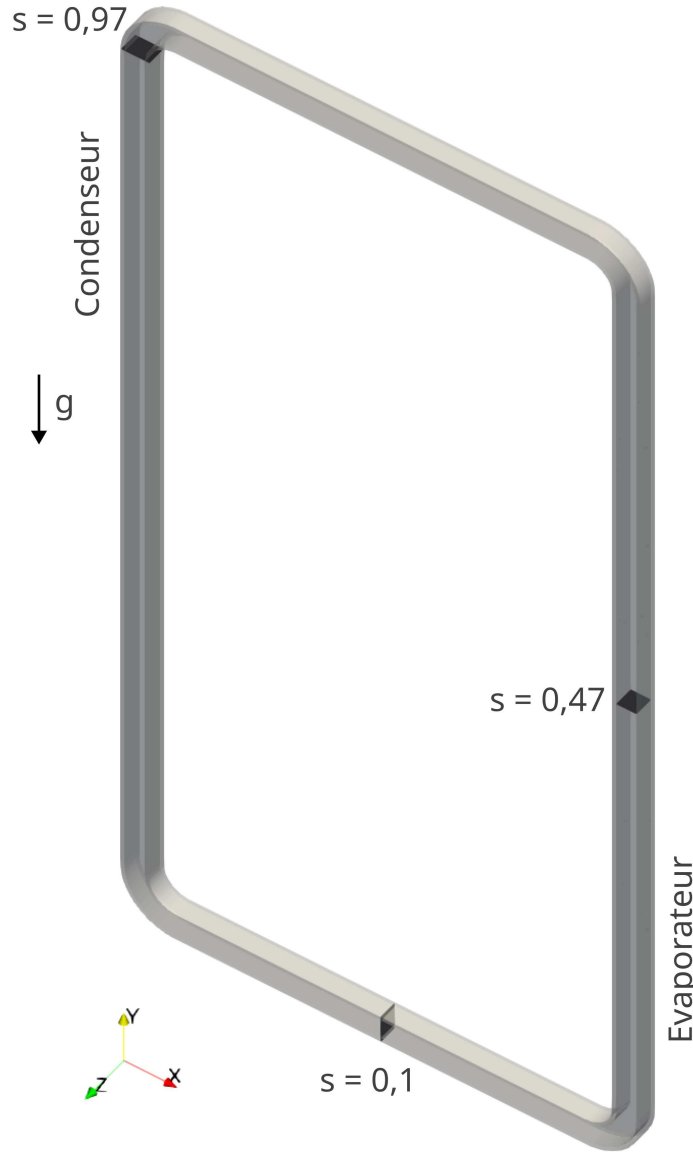


FIGURE 4.9 – Sections de mesure du débit masse et abscisse curviligne associées. La première se situe dans la ligne liquide, la deuxième à la sortie de l'évaporateur et la dernière à l'entrée du condenseur.

R_{th} de la boucle est définie par le rapport de la différence entre les températures de la paroi de l'évaporateur $T_{p,evap}$ et du condenseur $T_{p,cond}$, sur la puissance apportée Φ_{evap} :

$$R_{th} = \frac{T_{p,evap} - T_{p,cond}}{\Phi_{evap}} \quad (4.5.4)$$

Plus la résistance thermique est faible et moins la température augmente sous la contrainte thermique. Le système de refroidissement est donc plus performant. Des sondes placées au milieu de la paroi le long de l'évaporateur viennent également compléter le bilan de puissance à travers les parois solides avec des mesures de température. En effet, l'accumulation de chaleur dans le solide se traduit directement par une montée en tem-

pérature.

Une résistance fluide peut également être définie en évaluant les quantités à la frontière solide/fluide, c'est-à-dire à partir de la puissance transmise à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur $\Phi_{evap/fluide}$ et des températures de paroi solide-fluide à l'évaporateur $T_{p,sf,evap}$ et au condenseur $T_{p,sf,cond}$:

$$R_{th} = \frac{T_{p,sf,evap} - T_{p,sf,cond}}{\Phi_{evap/fluide}} \quad (4.5.5)$$

Les températures $T_{p,evap}$, $T_{p,cond}$, $T_{p,sf,evap}$ et $T_{p,sf,cond}$ sont calculées par intégration de la température sur les surfaces des frontières concernées.

Autre indicateur de performance, la constante de temps, ou temps de réponse, quantifie le temps nécessaire pour que la BDG atteigne le régime pseudo-permanent (ou asymptotique) suite à la perturbation thermique (dans notre cas la rampe de puissance imposée à l'évaporateur). Plus sa valeur est faible, plus vite le régime pseudo-permanent est atteint. La constante de temps est obtenue en écrivant la réponse en puissance Φ transmise à travers les parois solides sous la forme (dans une première approximation équivalente à un circuit RC) :

$$\Phi(t) = A \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad (4.5.6)$$

où A est l'amplitude en régime pseudo-permanent et τ la constante de temps. Les valeurs des coefficients A et τ sont obtenues par ajustement de l'équation 4.5.6 aux données de puissances à la paroi selon la méthode des moindres carrés. Après des durées de 3τ et 5τ , la puissance atteint respectivement 95,0 % et 99,3 % du régime asymptotique. Cette dernière durée est une bonne estimation du temps nécessaire à l'obtention du régime pseudo-permanent.

4.6 Résultats

La géométrie, les conditions aux limites, le maillage, l'état initial, les sollicitations thermiques et les outils de post-traitement ont été définis dans la section précédente. Cette section porte maintenant sur l'analyse des résultats en régime transitoire pour la configuration de référence. Elle est divisée en plusieurs parties associées à l'analyse de chacun des outils de post-traitement. Dans un premier temps les champs complets de fraction volumique de phase illustrent les régimes d'écoulements obtenus. Ensuite l'obtention d'un régime pseudo-permanent est décrite par un bilan sur les parois solides, associé à une constante de temps et une résistance thermique. L'écoulement dans la BDG est décrit plus précisément à partir des profils des variables primaires (température, pression, fraction volumique de phase, masse volumique et composantes de vitesse) le long de la fibre neutre. Enfin, les débits masse sont traités par une analyse spectrale, mettant en évidence plusieurs types d'oscillations d'origines différentes.

4.6.1 Régimes d'écoulement

Comme introduction aux résultats obtenus, ce paragraphe se concentre sur une description qualitative des champs complets de fraction volumique de phase. Ces champs

complets sont des sorties directes d'OpenFOAM, avec un pas de temps d'enregistrement de 0,05 s et une durée de simulations de plusieurs minutes. Différents régimes d'écoulement sont illustrés : la formation des premières bulles au démarrage de la BDG, la recondensation de bulles dans un liquide sous-saturé, la formation de poches de vapeur et la propulsion de liquide de l'évaporateur vers le condenseur, jusqu'à la formation d'un film de liquide recouvrant les parois de ce dernier. Pour conclure cette section, l'analyse du champ moyenné de fraction volumique de phase et de son écart-type est également proposée.

Pour commencer, la formation des premières bulles dans l'évaporateur lors du démarrage de la boucle est illustrée sur la [Figure 4.10](#). Les premiers embryons de vapeur sont observés à partir de 2,95 s dans la moitié supérieure de l'évaporateur ($s > 0,37$). La première bulle formée est observée à 3,2 s et d'autres embryons se forment dans la partie inférieure de l'évaporateur. La bulle est légèrement plus grosse à 3,3 s et s'est déplacée vers le haut par flottabilité. D'autres petites bulles commencent à se former à partir des embryons visibles aux instants précédents. À 3,5 s de nombreuses bulles se détachent, principalement dans la partie supérieure de l'évaporateur. Au fur et à mesure de la formation et de la croissance de ces bulles, l'augmentation de la hauteur du ménisque à la sortie de l'évaporateur est clairement observée.

L'expulsion d'un bouchon de liquide depuis l'évaporateur vers le condenseur, à travers la ligne vapeur, est illustrée sur la [Figure 4.11](#). À l'instant 4,45 s, la ligne vapeur est encore entièrement constituée de vapeur. Du liquide poussé par la vapeur apparaît à l'instant $t = 4,6$ s dans le coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur. Dans cette position, le liquide pourrait retomber dans l'évaporateur par gravité. Mais la vapeur continue de le propulser, pour atteindre la ligne vapeur à l'instant 4,65 s. L'écoulement de vapeur entraîne le liquide, et ce dernier tapisse progressivement les parois de la ligne vapeur, jusqu'à atteindre l'entrée du condenseur à l'instant 5,2 s. L'interaction est forte entre l'écoulement de vapeur dans le cœur de la conduite et le liquide au contact des parois, avec de nettes vaguelettes de liquide, qui parfois sont mêmes arrachées de la paroi. L'expulsion du bouchon de liquide sera abordée plus en détail dans la prochaine section avec l'évolution des variables primaires le long de la fibre neutre ([Figure 4.27](#)).

Le recouvrement des parois du condenseur par un film de liquide, suite à l'expulsion de ce bouchon de liquide depuis l'évaporateur, est illustré sur la [Figure 4.12](#). La paroi du condenseur est encore très majoritairement sèche à $t = 5,0$ s (quelques interfaces en formation sont difficilement perceptibles, par exemple vers $s = 1,12$ sur la paroi de gauche) et le niveau de liquide a baissé d'environ 1,5 cm, signifiant que celui-ci s'est écoulé vers l'évaporateur (puisque'il ne s'est vraisemblablement pas évaporé au niveau du ménisque). À cause des effets hydrostatiques, cet écoulement n'est possible que si le poids du fluide dans la colonne de l'évaporateur est inférieur à celui dans la colonne du condenseur. Comme illustré précédemment sur la [Figure 4.11](#), le défaut de liquide à l'évaporateur est lié au passage d'un bouchon de liquide depuis la colonne vapeur vers la ligne vapeur. Une fois qu'il a atteint la ligne vapeur, le bouchon de liquide n'agit plus sur les effets hydrostatiques à l'évaporateur. Le défaut de masse dans la colonne de l'évaporateur se traduit alors par un écoulement de liquide du condenseur vers l'évaporateur, afin d'équilibrer les deux niveaux, d'où la baisse du niveau de liquide dans le condenseur. Le niveau continue de baisser entre les instants 5,2 à 5,45 s, indiquant qu'une quantité encore plus grande de liquide a quitté la

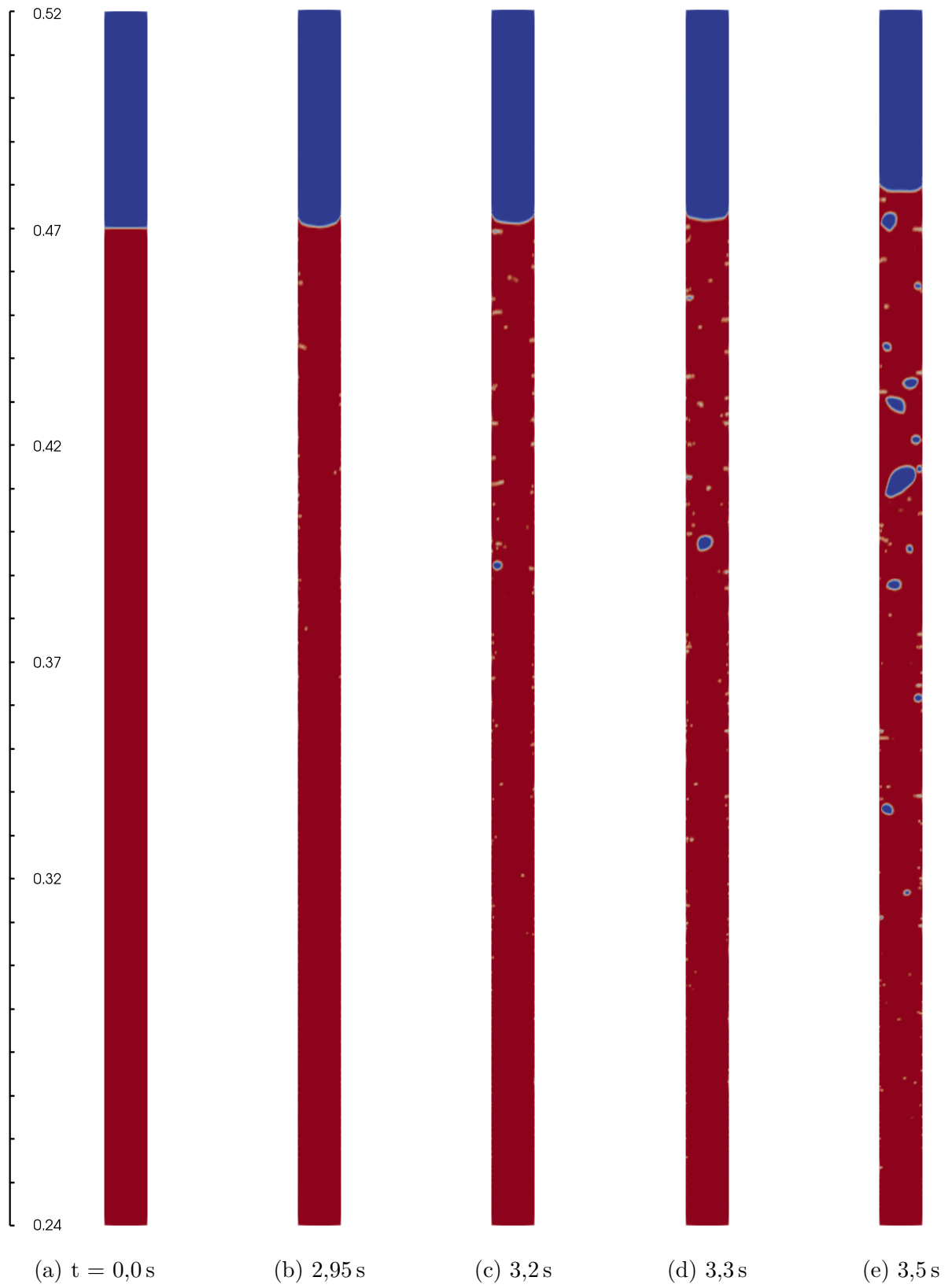


FIGURE 4.10 – Evolution de la fraction volumique de phase dans l'évaporateur au démarrage de la boucle. L'échelle noire sur la gauche correspond à l'abscisse curviligne (en m).

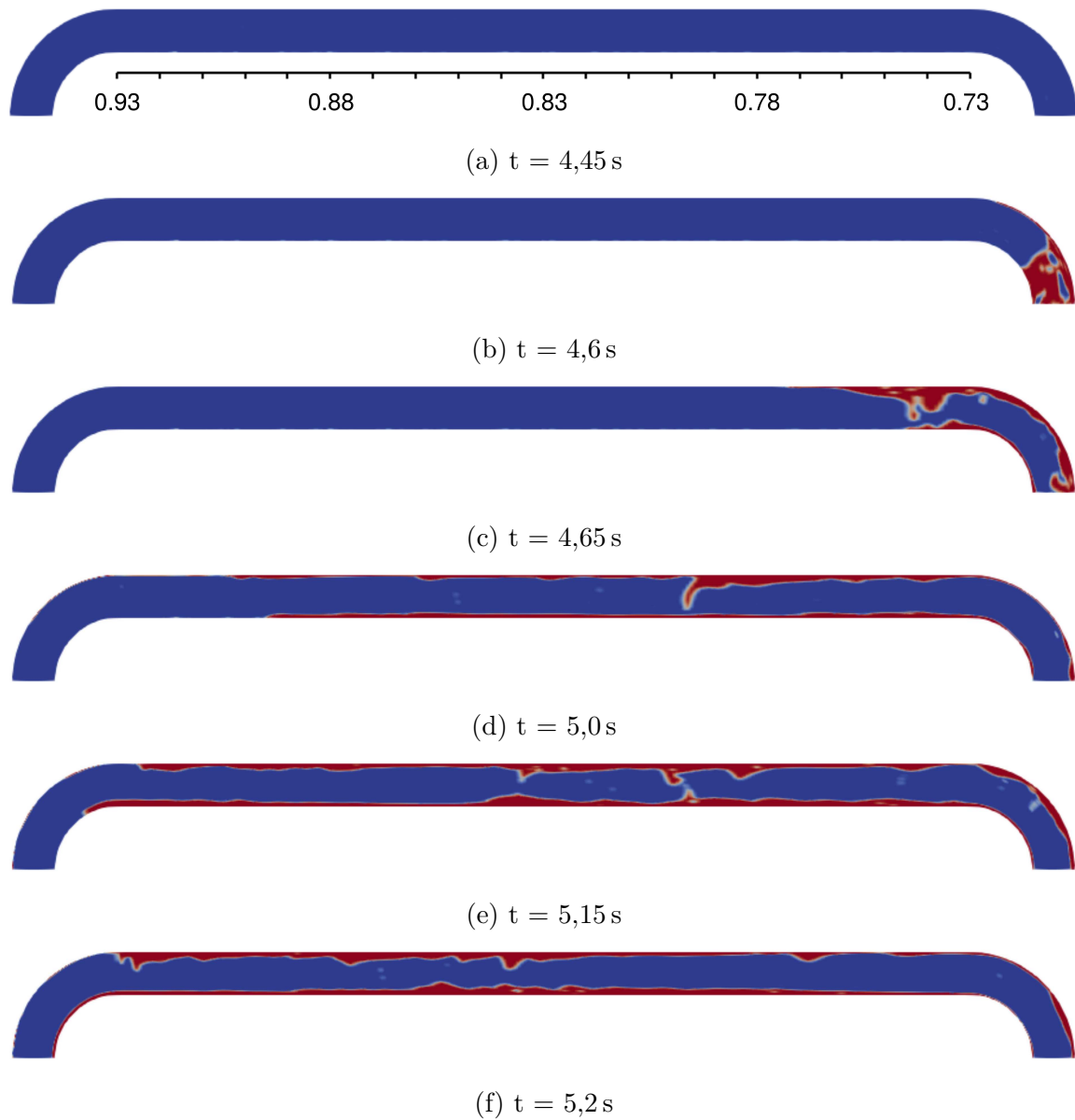


FIGURE 4.11 – Illustration de l'écoulement d'un bouchon de liquide dans la ligne vapeur.

colonne de l'évaporateur. Aux mêmes instants, le liquide propulsé commence à rejoindre le condenseur puis recouvre progressivement les parois par un film mince. A $t = 5,5 \text{ s}$, le film de liquide recouvre entièrement les parois du condenseur, et le ménisque est perturbé par la jonction avec le film.

La recondensation d'une bulle de vapeur dans l'évaporateur est illustrée sur la [Figure 4.13](#) à partir des champs de fraction volumique de phase et d'écart à la température de saturation. A $t = 13,05 \text{ s}$, la bulle se forme au contact de la paroi solide, où le liquide forme une couche limite thermique surchauffée. A $t = 13,10 \text{ s}$ la bulle s'est détachée de la paroi et a légèrement crû. En s'éloignant de la paroi, la bulle se retrouve au contact de liquide sous-refroidi dans le cœur de l'écoulement. La vapeur cède donc de la chaleur au liquide et sa recondensation est observée à $t = 13,15 \text{ s}$. Cette situation correspond au

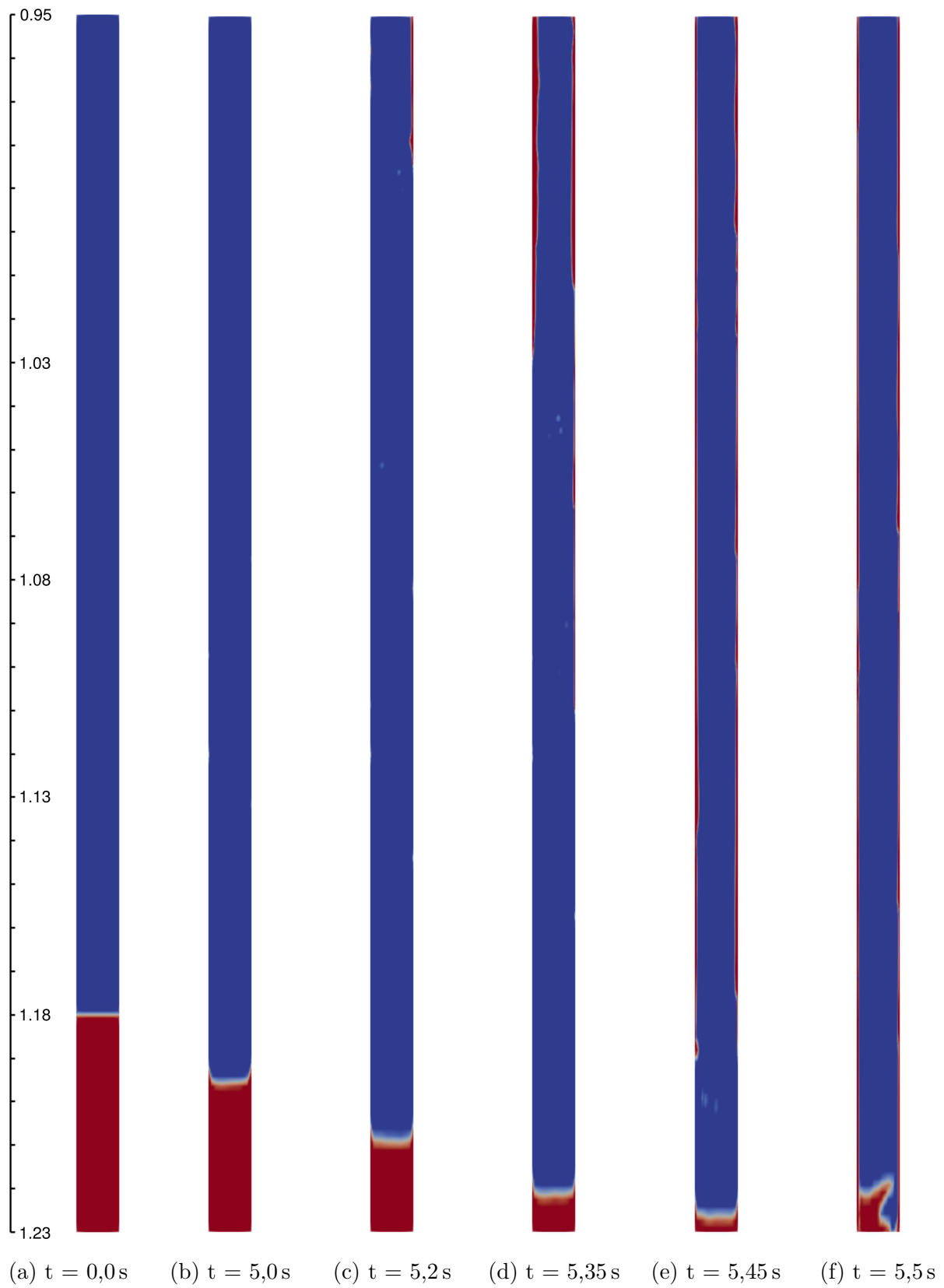


FIGURE 4.12 – Recouvrement des parois du condenseur par un film de liquide suite à l'expulsion d'un bouchon de liquide depuis l'évaporateur et à la condensation de la vapeur.

régime d'ébullition sous-nuclée évoqué dans la section 1.3.2.ii.

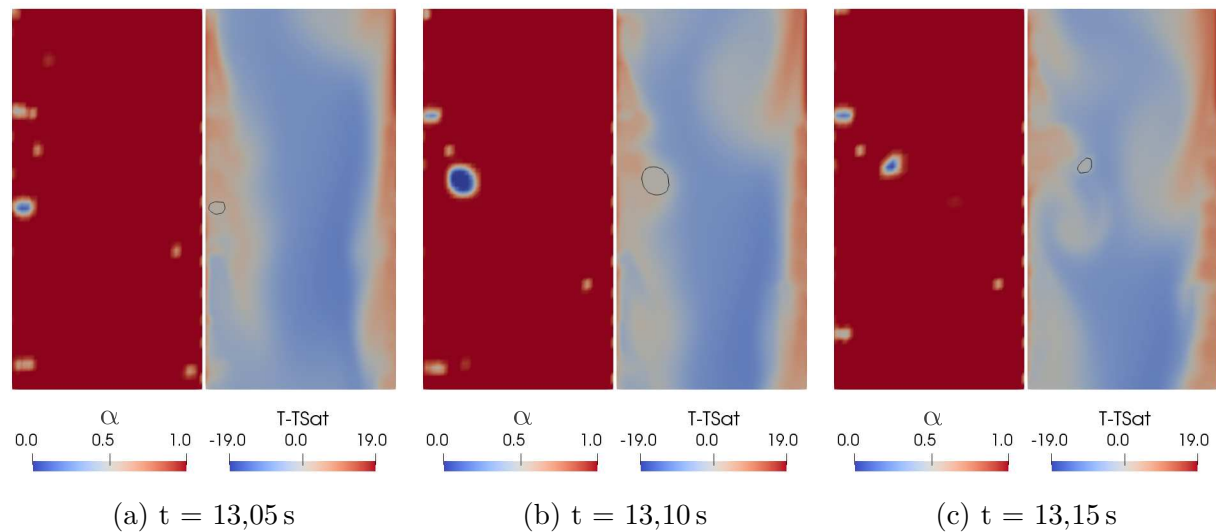


FIGURE 4.13 – Illustration de la reconcondensation d'une bulle de vapeur dans l'évaporateur. Pour chaque instant, la fraction volumique de phase est tracée sur la gauche, et l'écart à la température de saturation sur la droite. Le trait noir sur celui-ci correspond au contour 0,5 de fraction volumique de phase, afin de suivre la position de la bulle qui se recondense.

La croissance d'une bulle de Taylor est illustrée par les champs de fraction volumique de phase et d'écart à la température de saturation sur la Figure 4.14. La bulle se forme au contact de la paroi solide, dans le liquide surchauffé, à l'instant 43,40 s vers $s = 0,415$. A $t = 43,45$ s la bulle s'est détachée et se situe dans le cœur de l'écoulement, entièrement entourée de liquide surchauffé. D'autres embryons de vapeur sont observables pour les abscisses curvilignes inférieures, mais aucune bulle n'y est visible puisque le liquide dans le cœur de l'écoulement est sous-refroidi. A $t = 43,55$ s la bulle continue de croître légèrement et se déforme. La hauteur de liquide sous-refroidi a diminué depuis l'instant précédent. La bulle commence à croître de plus en plus rapidement, et à $t = 43,75$ s elle occupe presque la totalité du diamètre équivalent et sa longueur a été multipliée par 5 environ. Le liquide qui l'entoure est toujours surchauffé et la croissance rapide se poursuit. Dans son sillage, des petites bulles se forment et se détachent dans le liquide surchauffé. La longueur de la poche est presque doublée à l'instant 43,85 s, jusqu'à atteindre les interfaces liquide-vapeur qui la précèdent dans la colonne de l'évaporateur. Cette situation est similaire au régime d'écoulement en geyser décrit dans la section 1.3.4. Entre les instants 43,55 s et 43,75 s la bulle a légèrement descendu dans la colonne de l'évaporateur, à cause de la vitesse négative du liquide (qui retourne donc vers le condenseur à travers la ligne liquide), qui entraîne avec lui la vapeur. Cette vitesse négative sera abordée plus en détail dans la suite de ce chapitre avec l'analyse du débit masse dans la ligne liquide.

La formation d'une poche de vapeur n'est pas restreinte à la partie supérieure de l'évaporateur, quand bien même le changement de phase y est favorisé. En effet, la température de saturation y est plus faible que dans la partie inférieure à cause de la pression hydrostatique, et donc une plus faible montée en température est nécessaire pour déclencher l'ébullition (typiquement de l'ordre de 0,5 K en régime pseudo-permanent). Il est toutefois

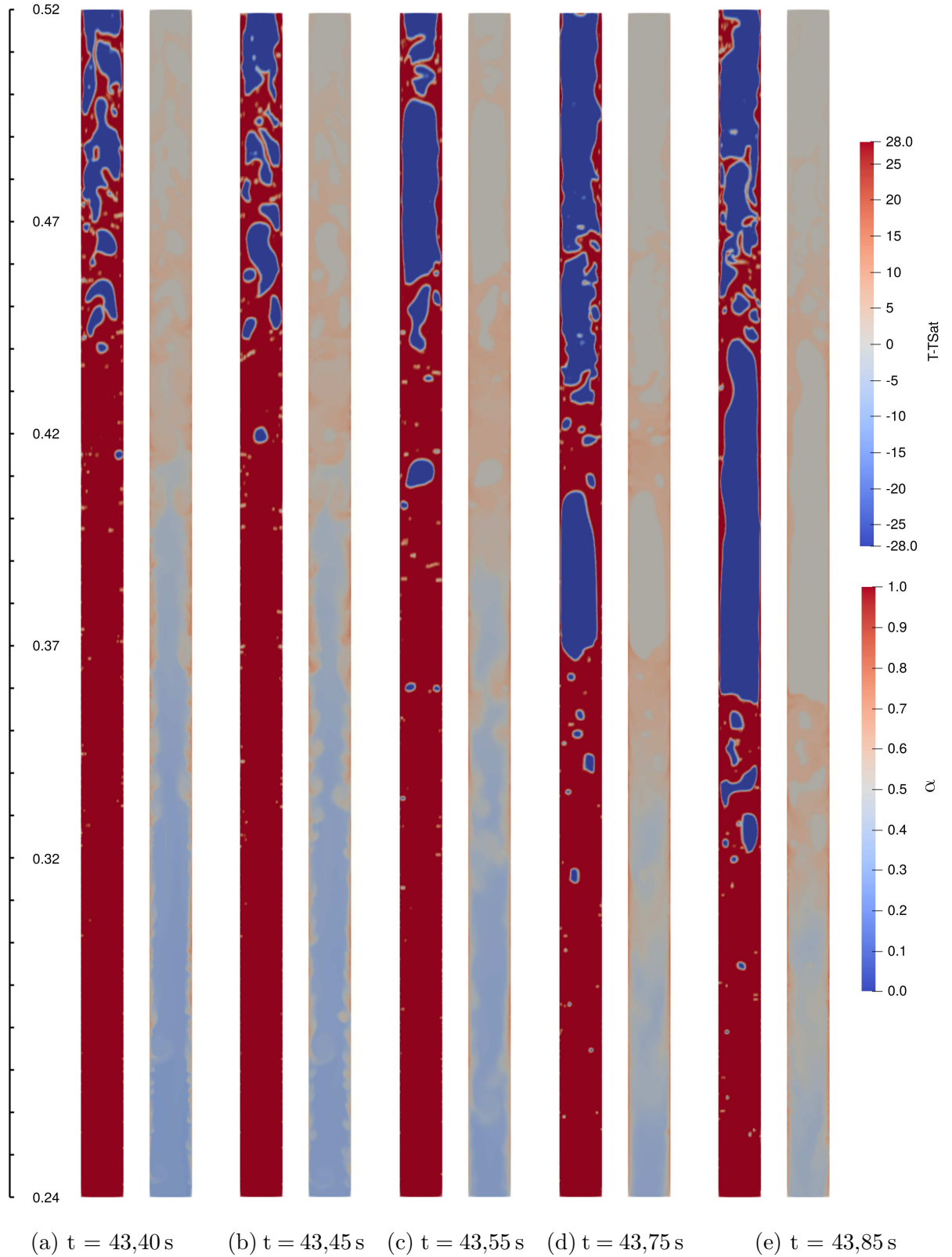


FIGURE 4.14 – Illustration de la croissance d’une bulle de Taylor dans la partie supérieure de l’évaporateur. Pour chaque instant la fraction volumique de phase est tracée sur la gauche, et l’écart à la température de saturation sur la droite.

possible de se retrouver dans la situation de croissance d’une bulle de Taylor dans la partie inférieure de l’évaporateur, comme illustré sur la [Figure 4.15](#). Des interfaces complexes sont observables dans la partie supérieure de l’évaporateur, liées d’une part à l’interaction entre plusieurs poches de vapeur et d’autre part au liquide qui s’écoule par gravité le long des parois. A l’entrée de l’évaporateur, deux bulles sont visibles entre $s = 0,24$ et $s = 0,26$ à l’instant 91,40 s, entourées de liquide surchauffé, dans une situation favorable à leur croissance. Ces bulles coalescent pour former une poche clairement observable à l’instant 91,60 s. Le sommet de la bulle est bien arrondi et sa base plate, correspondant typiquement aux observations expérimentales. La croissance de la bulle se poursuit aux instants 91,65 s et 91,70 s, à mesure que la poche remonte l’évaporateur à travers du liquide surchauffé. Vers $t = 91,75$ s, la poche se déforme à cause des interactions (notamment la coalescence) avec les interfaces dans la partie supérieure de l’évaporateur ($s \approx 0,43$).

Pour conclure sur la description des champs complets de fraction volumique de phase, le champ moyenné de fraction volumique de phase et son écart-type en régime pseudo-permanent¹ sont illustrés sur la [Figure 4.16](#). Rien de particulier n’est à noter pour la ligne liquide, qui reste liquide en permanence. Un net dégradé est observable dans la colonne de l’évaporateur. La partie basse de l’évaporateur est essentiellement liquide, et l’on observe la présence de quelques bulles. La quantité de vapeur augmente en remontant le long de l’évaporateur, puis l’écoulement est majoritairement vapeur dans la colonne vapeur. L’alternance entre les poches de vapeur et les bouchons de liquide est visible avec les variations de la moyenne (alternance des nuances de bleu sur la [Figure 4.16a](#)) et surtout avec un écart-type important (nuance rouge sur la [Figure 4.16b](#)). Dans l’évaporateur la paroi n’est pas asséchée en moyenne, comme illustré par l’agrandissement dans cette zone. Dans la ligne vapeur, où l’écoulement se poursuit, les parois sont également mouillées. L’alternance entre les poches de vapeur et les bouchons de liquide y est moins visible. Cela signifie que certains bouchons ne sont pas propulsés. Le film est plus épais sur la paroi inférieure. A cause de la gravité, celui-ci va plus facilement s’accumuler sur la paroi inférieure, alors que des gouttelettes sont arrachés sur la paroi supérieure. Le long des parois du condenseur, le film de liquide est perceptible et le cœur de l’écoulement est constitué de vapeur. Un autre dégradé est observable au centre de la colonne du condenseur, où l’écoulement de vapeur devient progressivement liquide en moyenne. L’écart-type est d’ailleurs élevé dans cette zone, indiquant une importante variation du niveau de liquide dans la colonne au cours du temps.

Dans cette section, nous avons illustré différents régimes d’écoulement dans la BDG obtenus avec notre modélisation. Ces régimes sont associés à la formation des bulles au contact de la paroi solide, leur recondensation éventuelle, ou leur croissance en bulles de Taylor, qui propulsent le liquide jusqu’au condenseur. Les résultats de cette description qualitative semblent cohérents avec les régimes d’écoulement observés expérimentalement lors de l’ébullition et la condensation. Toutefois, la formation de grandes poches de vapeur lors de l’ébullition en geyser est différente. Dans notre cas, la coalescence de plusieurs bulles est à l’origine des poches de vapeur. Expérimentalement, c’est plutôt la formation d’une unique bulle à la paroi, puis sa croissance en bulle de Taylor jusqu’à atteindre le ménisque, qui est à l’origine de l’instabilité. De plus les poches de vapeur semblent se former continuellement à différentes hauteurs dans l’évaporateur, alors que ce phénomène

1. le critère d’obtention de ce régime sera détaillé dans la suite de ce chapitre

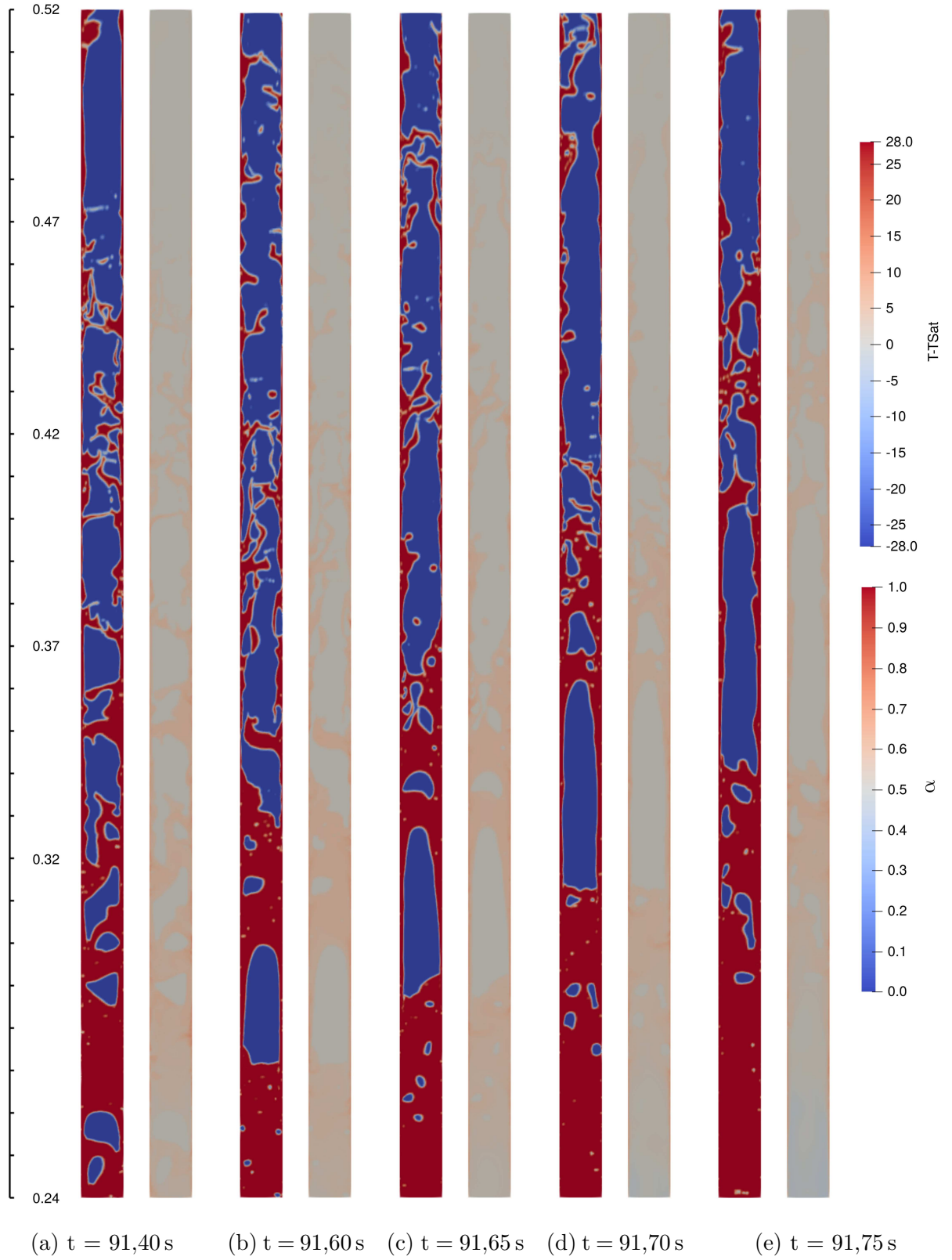


FIGURE 4.15 – Illustration de la croissance d’une bulle de Taylor dans la partie inférieure de l’évaporateur. Pour chaque instant la fraction volumique de phase est tracée sur la gauche, et l’écart à la température de saturation sur la droite.

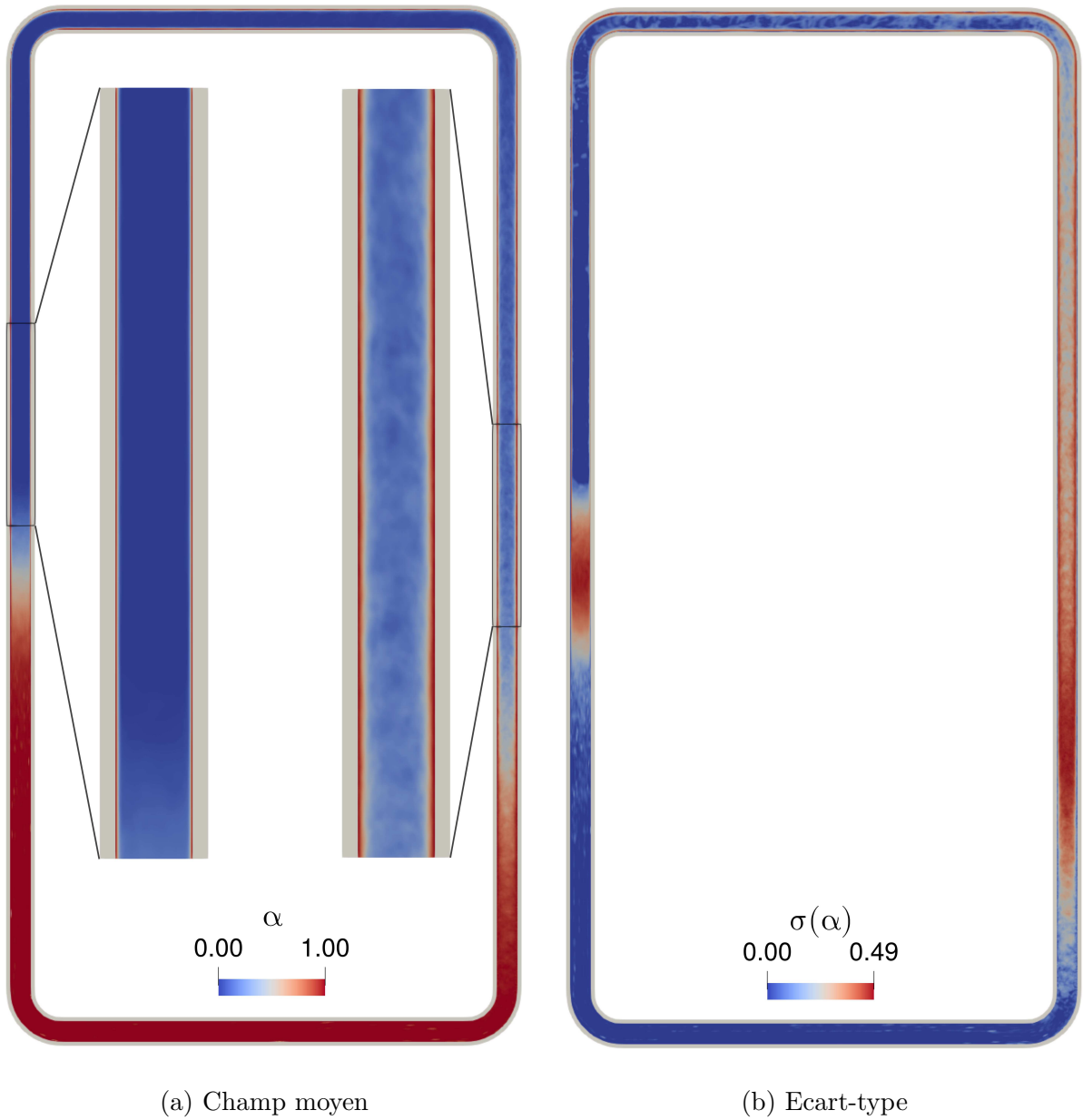


FIGURE 4.16 – Champ moyen et écart-type de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent. Ces valeurs sont calculées sur une plage de 10s autour de l'instant $t = 5\tau$.

est intermittent expérimentalement. La croissance continue de poches de vapeur se traduit par l'expulsion ininterrompue de bouchons de liquide depuis l'évaporateur vers le condenseur. A cause de cela, le condenseur est en permanence alimenté et est recouvert d'un film de liquide.

4.6.2 Bilan sur les parois solides

Dans cette section, un bilan à l'échelle du système Boucle Diphasique Gravitaire est réalisé. Dans un premier temps ce bilan concerne les puissances échangées à travers les

parois du domaine solide. Ensuite, les évolutions de la température de paroi à l'évaporateur et au condenseur sont traitées, associées à l'accumulation de la chaleur dans la BDG. Les profils de densité de flux locale et de coefficient d'échange thermique local viennent compléter cette analyse. Pour conclure ce bilan, la résistance thermique de la BDG et la constante de temps sont calculées.

4.6.2.i Bilan de puissance

Le bilan de puissance brut à travers les frontières de la paroi solide intérieure est illustré sur la [Figure 4.17](#). Le code couleur est celui défini avec la [Figure 4.8](#). Nous observons dans un premier temps que ces puissances sont très fluctuantes. Des tendances générales semblent toutefois se dégager. La puissance échangée à travers l'évaporateur est positive puisque le solide absorbe la chaleur du milieu extérieur. De même pour la puissance échangée à travers la paroi solide/fluide au condenseur puisque le fluide cède de l'énergie au solide. La puissance échangée au condenseur est négative puisque le solide y cède de la chaleur à la source froide. La puissance échangée à travers la paroi solide/fluide à l'évaporateur est également négative puisque le fluide absorbe la chaleur du solide. La puissance échangée à travers les parois adiabatiques est effectivement nulle. La puissance échangée à travers la paroi solide/fluide en vis-à-vis des parois adiabatiques n'est pas forcément nulle. Lors des premiers instants celle-ci fluctue autour de valeurs positives, ce qui signifie que le solide absorbe l'énergie du fluide. Cela pourrait être lié à un échange avec du fluide chauffé dans l'évaporateur qui remonte dans la ligne vapeur. Au fil du temps, la valeur moyenne semble tendre vers zéro, ce qui traduirait une uniformisation progressive de la température entre le fluide et la paroi solide.

Pour rappel, le régime pseudo-permanent d'une BDG correspond à un équilibre entre les puissances échangées à travers les parois solides de l'évaporateur et du condenseur. Pour faciliter la lecture de l'obtention de ce régime pseudo-permanent, nous proposons de tracer l'opposé des puissances négatives (au condenseur et à la frontière solide/fluide de l'évaporateur) afin de mieux situer leurs courbes par rapport aux puissances positives (à l'évaporateur et à la frontière solide/fluide du condenseur). De plus, nous introduisons une moyenne glissante pour lisser les fluctuations et ainsi limiter le recouvrement des courbes. Les tendances générales qui nous intéressent sont toujours observables. Ces résultats lissés selon une fenêtre de 0,5 s sont présentés sur la [Figure 4.18](#).

La puissance échangée à travers la frontière solide/fluide à l'évaporateur augmente très rapidement aux alentours de 105 W. La différence entre cette puissance et la condition imposée sur l'évaporateur peut être liée à deux phénomènes. D'abord une partie de l'énergie apportée sert à chauffer le solide au niveau de l'évaporateur. Cette accumulation se traduit par une plus faible chaleur transmise au fluide. De plus, la conduction dans le solide ne se fait pas uniquement dans la direction perpendiculaire à la fibre neutre, mais aussi dans la direction parallèle à celle-ci, aux extrémités de l'évaporateur (c'est-à-dire en direction des parois adiabatiques de la ligne liquide et de la colonne vapeur)². Dans les deux cas, la différence entre la puissance imposée et la puissance transmise à travers la frontière solide/fluide de l'évaporateur se traduit par une montée en température du solide.

2. Ce point sera illustré dans la suite de ce chapitre avec le profil de densité de flux

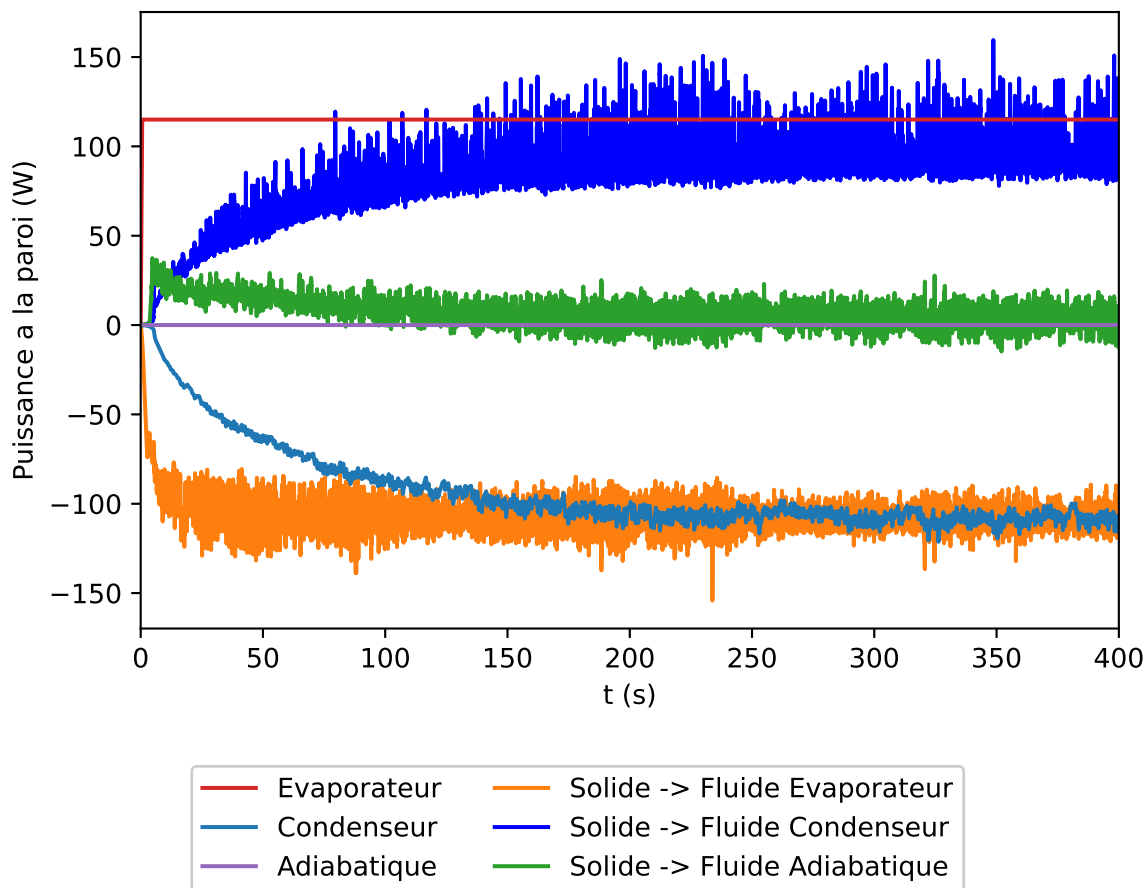


FIGURE 4.17 – Bilan de puissance brut sur les parois solides.

Au condenseur, l'augmentation de la puissance extraite est nettement plus lente. Il faut attendre environ 200 s pour que la puissance évacuée au condenseur corresponde à la puissance apportée à l'évaporateur. Cette différence d'évolution entre l'évaporateur et le condenseur est abordée plus en détail dans la section 4.6.2.iii. On notera également une différence entre la puissance transférée du fluide au solide à travers la paroi solide-fluide du condenseur, et la chaleur effectivement évacuée à travers la paroi extérieure du condenseur. Comme à l'évaporateur, cette différence peut s'expliquer par la conduction dans le solide : le fluide cède probablement une partie de son énergie au solide à la fin de la ligne vapeur et au début de la colonne vapeur, à travers la paroi solide-fluide adiabatique. Pour enrichir l'analyse de ces courbes, l'évolution des températures des parois à l'évaporateur et au condenseur est proposée dans le paragraphe qui suit.

4.6.2.ii Température de la paroi

L'évolution temporelle de la température dans la paroi solide de l'évaporateur est présentée sur la Figure 4.19. Les sondes sont positionnées au milieu du solide, le long de la paroi aux hauteurs $y_{evap} = 0, 3, 8, 13, 18$ et 23 cm ; de l'entrée de l'évaporateur à sa fin. Au démarrage de la BDG, la température augmente rapidement avec le temps quelle que soit la position. Ensuite l'évolution tend vers un régime asymptotique. Cette observation est cohérente avec l'évolution de la puissance transmise du solide vers le fluide au niveau

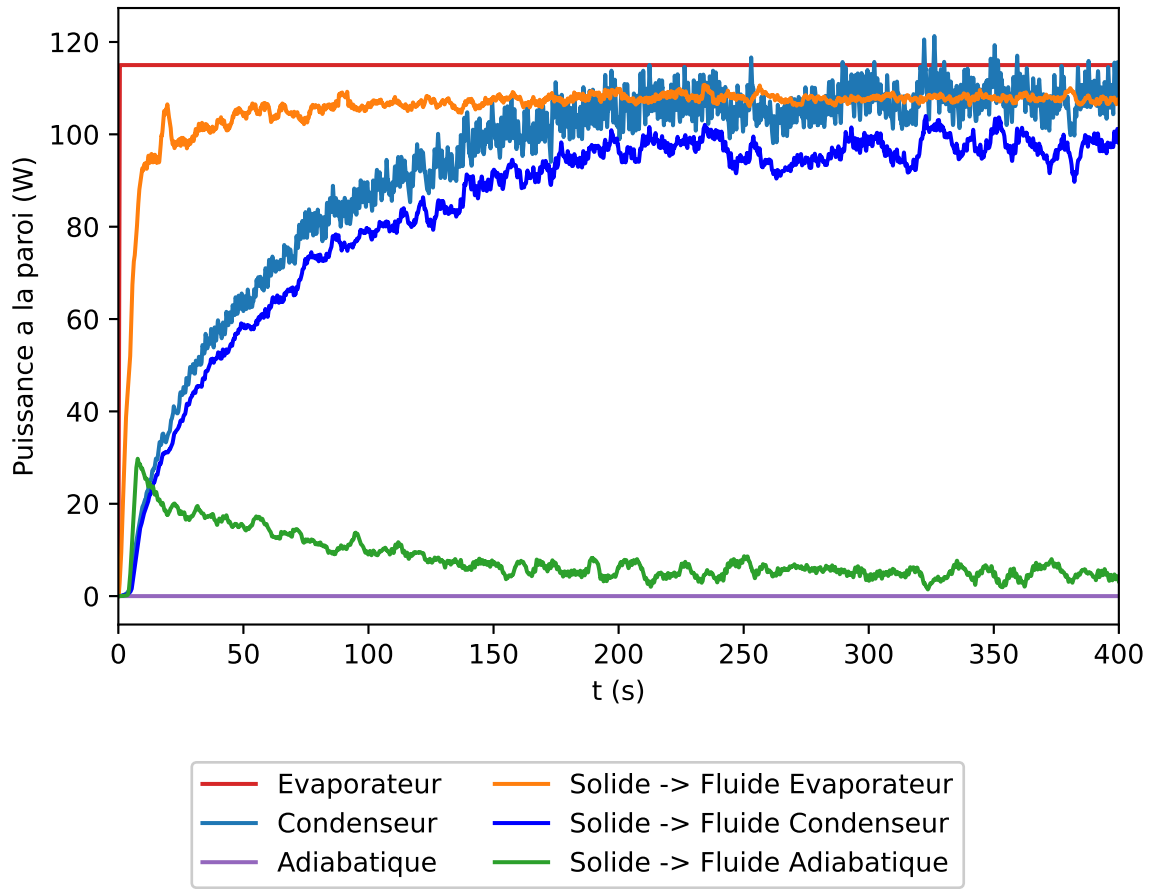


FIGURE 4.18 – Bilan de puissance lissé sur les parois solides.

de l'évaporateur.

Pour tous les instants, la température augmente entre les positions $y_{evap} = 0$ cm et $y_{evap} = 8$ cm. Ensuite, les températures sont très proches pour les positions $y_{evap} = 8$ cm, $y_{evap} = 13$ cm et $y_{evap} = 18$ cm. Enfin la température chute de manière notable pour $y_{evap} = 23$ cm. Dans une première portion de l'évaporateur, la température augmente le long de la paroi, puis celle-ci diminue dans une seconde portion. On remarquera la faible différence entre la température du solide à l'entrée de l'évaporateur et celle en sortie de ce dernier. Ceci suggère une faible résistance thermique de la ligne vapeur.

Pour compléter cette observation, les profils de température le long de la paroi solide de l'évaporateur sont présentés sur la Figure 4.20. Les profils tracés correspondent à des fenêtres moyennées de 10 s ³ autour des différents instants indiqués, afin de filtrer les oscillations hautes fréquences. Trois zones d'évolutions distinctes sont identifiables à tous les instants :

- une augmentation de la température à l'entrée de l'évaporateur ($y_{evap} = 0$ à 6 cm) ;
- une diminution légère de la température dans une portion intermédiaire de l'évaporateur ($y_{evap} = 6$ à 19 cm) ;

3. l'analyse fréquentielle du débit masse dans la suite de ce chapitre justifiera la largeur de cette fenêtre

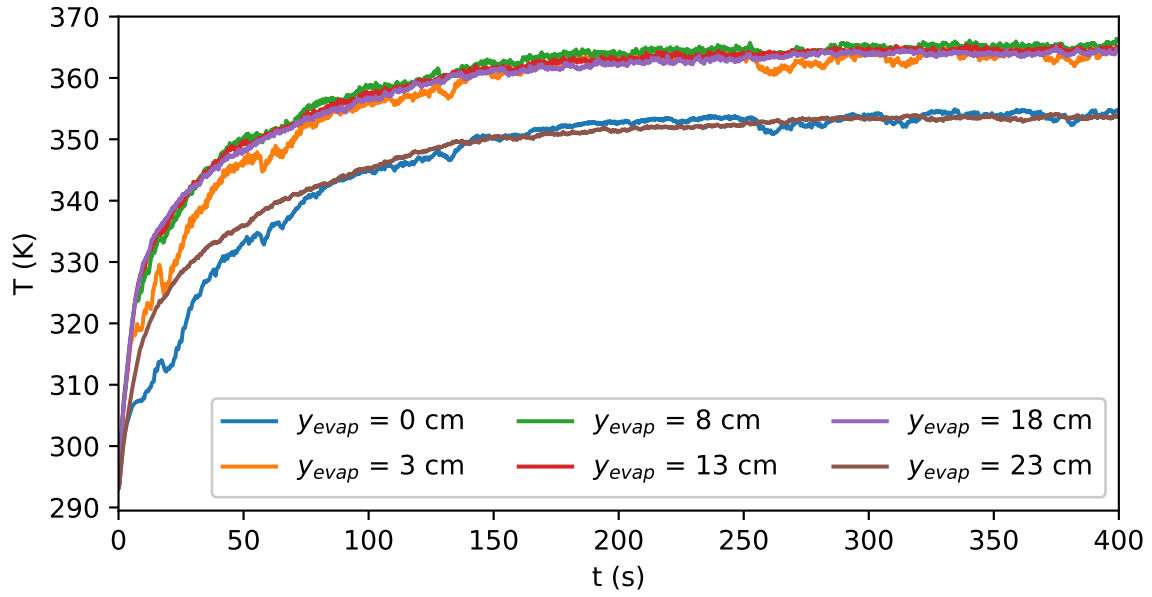


FIGURE 4.19 – Evolution temporelle de la température au milieu de la paroi solide de l'évaporateur. L'origine de l'échelle y_{evap} est située à l'entrée de l'évaporateur.

- une diminution substantielle de la température à la sortie de l'évaporateur ($y_{evap} = 19$ à 23 cm).

L'augmentation de la température dans la première zone peut être liée au réapprovisionnement de l'évaporateur en liquide plus frais en provenance du condenseur. Ce liquide est progressivement chauffé avant d'atteindre la température de saturation, et déclencher le changement de phase. La diminution de la température dans la deuxième zone est liée aux effets hydrostatiques : plus on s'élève dans l'évaporateur, plus la pression diminue, et donc la température de saturation diminue. Le liquide en contact avec la paroi nécessite donc une température moins élevée pour déclencher l'ébullition. Dans cette section l'augmentation de la température est importante, près de 70 K après 300 s. Dans la troisième zone, la diminution plus importante pourrait être liée à l'augmentation du coefficient d'échange, à cause des effets cumulés de l'augmentation de la surface des bulles (favorisant le changement de phase) et du débit.

Un autre effet qui expliquerait les températures plus faibles à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur est la conduction le long de la paroi solide, vers la ligne liquide à l'entrée et vers la colonne vapeur à la sortie. Cette chaleur transmise ne contribue donc pas à la hausse de température dans le solide qui constitue l'évaporateur.

Le profil de densité de flux sur la [Figure 4.21](#) vient confirmer cette dernière observation. En effet, à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur, la densité de flux transmise au fluide chute. Par conservation du flux, cette baisse s'explique par une redirection de la chaleur dans l'autre direction, le long de la paroi solide, vers la ligne liquide et vers la colonne vapeur. Par conséquent, des gradients de température sont observés aux extrémités des parois de l'évaporateur, comme illustrés sur la [Figure 4.22](#). Il n'y a pas de tendance nette pour l'évolution du coefficient d'échange thermique, mais l'on peut cependant noter que, dans l'ensemble, le coefficient d'échange augmente le long de l'évaporateur, à cause du

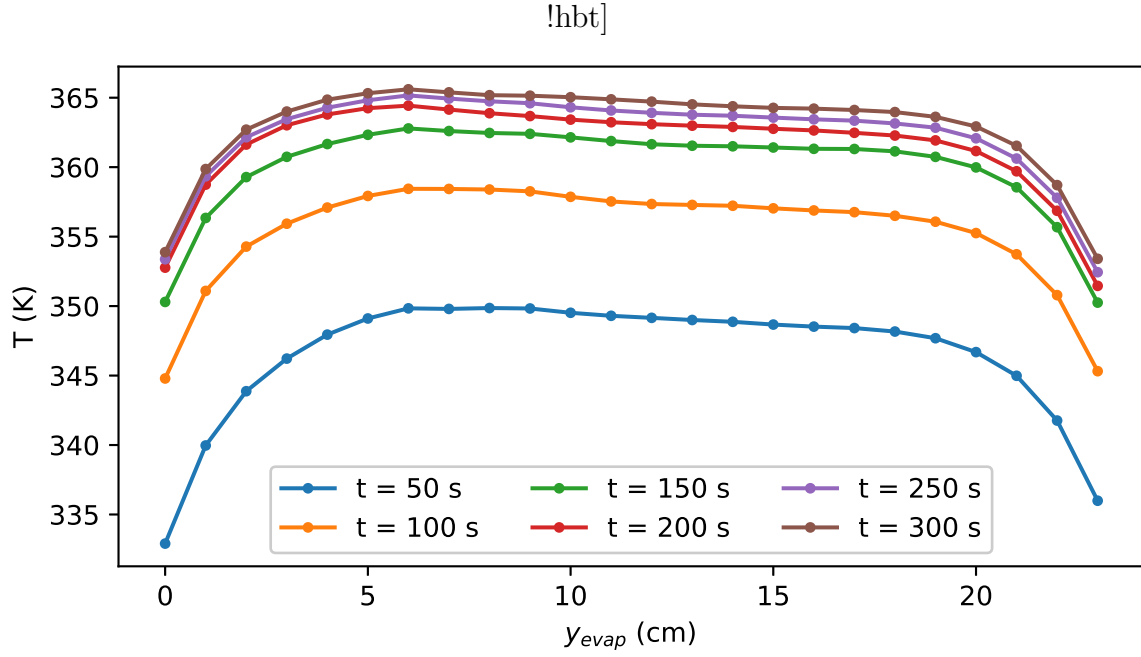


FIGURE 4.20 – Profils de température dans la paroi solide de l'évaporateur. L'origine de l'échelle y_{evap} est située à l'entrée de l'évaporateur.

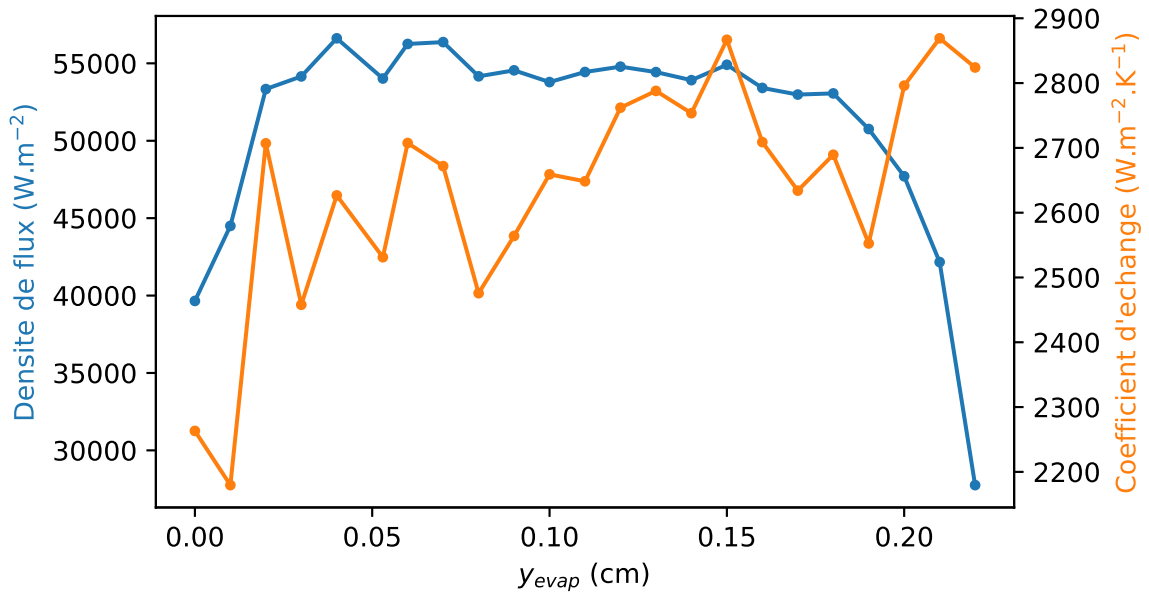


FIGURE 4.21 – Profils de densité de flux à la paroi et de coefficient d'échange thermique le long de l'évaporateur. L'origine de l'échelle y_{evap} est située à l'entrée de l'évaporateur. Les valeurs sont calculées sur une fenêtre de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

brassage plus important du liquide (par formation et déplacement des bulles de vapeur) à mesure que l'on remonte l'évaporateur. La valeur du coefficient d'échange n'est pas particulièrement élevée, et pourrait être atteinte par un écoulement d'eau en convection

forcée, mais il faut bien noter qu'il s'agit ici d'un écoulement en convection naturelle, pour laquelle le débit masse n'est pas très élevé. A titre de comparaison, le coefficient d'échange thermique pour la convection naturelle sur une plaque verticale plane chauffée serait $h \approx 370 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. La corrélation utilisée est détaillée en Annexe G. De la même

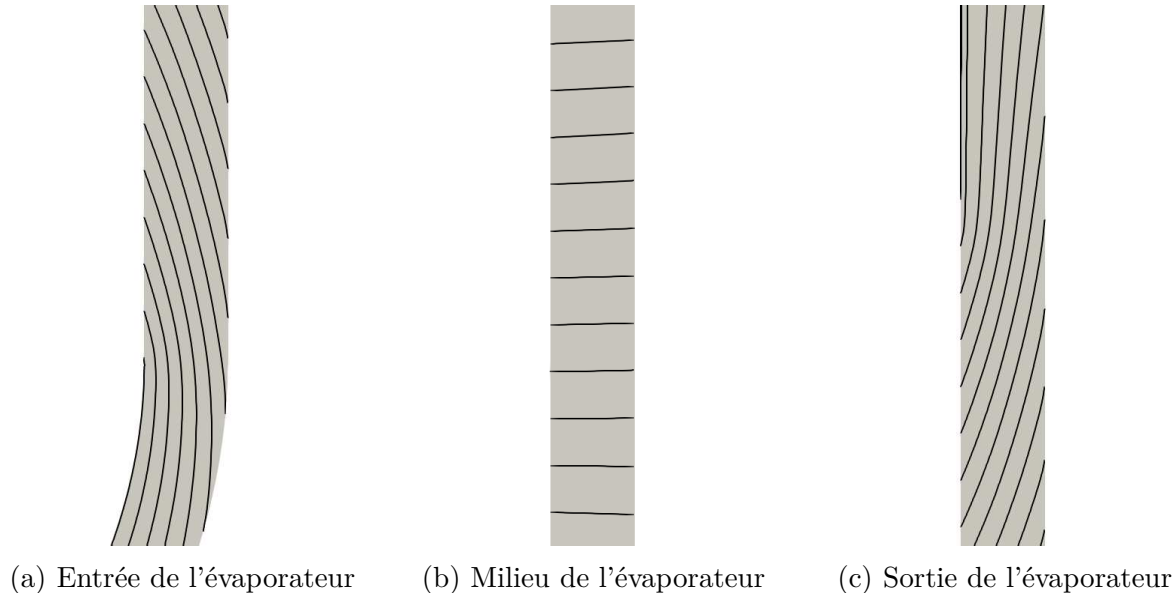


FIGURE 4.22 – Lignes de champ du gradient de température dans le solide intérieur. La puissance est imposée sur la paroi de gauche.

manière, l'évolution temporelle de la température dans la paroi solide du condenseur est présentée sur la Figure 4.23. Les sondes sont positionnées au milieu du solide, le long de la paroi aux hauteurs 0, 3, 8, 13, 18 et 23 cm depuis l'entrée du condenseur. Comme à l'évaporateur une augmentation de la température est observée au démarrage, avec toutefois un retard de quelques secondes, suivi d'une évolution asymptotique. L'augmentation de température reste mesurée contrairement à l'évaporateur. Avec l'augmentation de la température de l'évaporateur, plus de liquide se vaporise, faisant ainsi augmenter la pression et la température de saturation. Le fluide qui s'écoule de l'évaporateur vers le condenseur est ainsi de plus en plus chaud au cours du temps, et cela se répercute sur la température de la paroi du condenseur. L'équilibre est atteint lorsque le fluide au condenseur est suffisamment chaud pour permettre un flux aussi important qu'à l'évaporateur. La température semble diminuer avec la hauteur, sauf à la sortie du condenseur ($y_{cond} = 23 \text{ cm}$).

Pour compléter cette observation, les profils de température le long de la paroi solide du condenseur sont présentés sur la Figure 4.24. Comme à l'évaporateur, les profils tracés correspondent à des fenêtres moyennées de 10 s autour des différents instants. Trois zones d'évolutions distinctes sont également identifiables pour chaque fenêtre :

- une diminution nette de la température à l'entrée du condenseur ($y_{cond} = 0 \text{ à } 3 \text{ cm}$) ;
- une diminution légère de la température dans une portion intermédiaire du condenseur ($y_{cond} = 3 \text{ à } 19 \text{ cm}$) ;

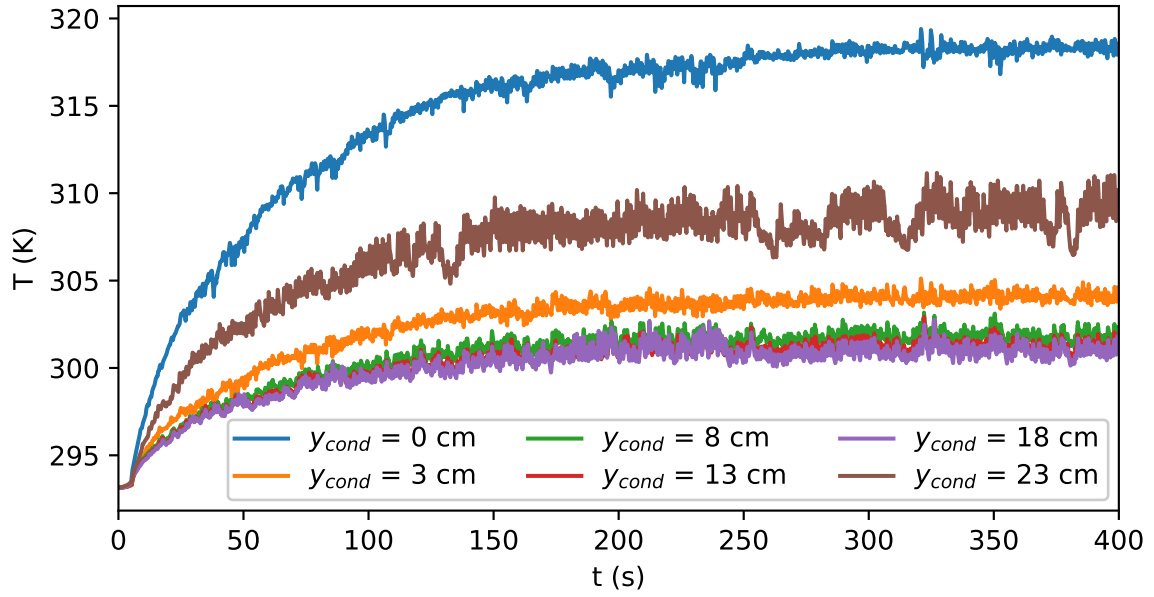


FIGURE 4.23 – Evolution temporelle de la température dans la paroi solide du condenseur. L'origine de l'échelle y_{cond} est située à l'entrée du condenseur.

- une augmentation nette de la température à la sortie du condenseur ($y_{cond} = 19$ à 23 cm).

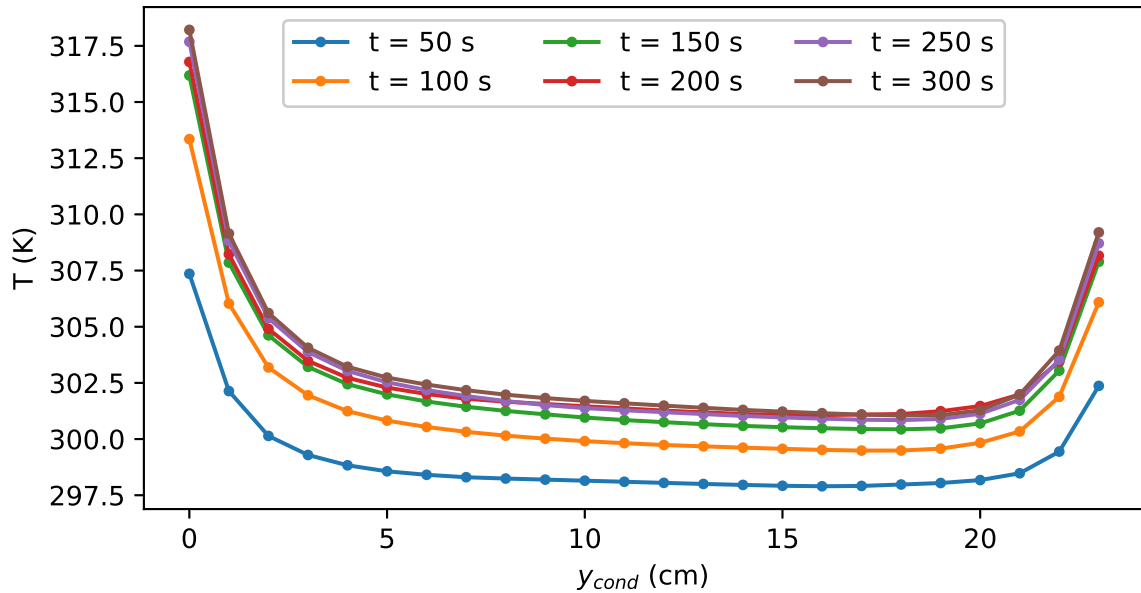


FIGURE 4.24 – Profils de température dans la paroi solide du condenseur. L'origine de l'échelle y_{cond} est située à l'entrée du condenseur.

Sans surprise, c'est à l'entrée du condenseur que la température est la plus importante, puisque le fluide arrive chaud directement depuis l'évaporateur, et transmet sa chaleur à

la paroi du condenseur. Dans la première zone, le liquide est progressivement refroidi en s'écoulant le long de la paroi. De façon réciproque au comportement observé à l'évaporateur, la hausse de la température à la sortie du condenseur peut être liée à la conduction dans le solide de la colonne liquide, mais aussi au cumul de chaleur sensible advectée par les bouchons de liquide expulsés par effet geyser à l'évaporateur.

4.6.2.iii Résistance thermique et Temps de réponse

Les différentes constantes de temps de la BDG et les valeurs asymptotiques des puissances échangées à travers les parois sont obtenues selon la régression exponentielle 4.5.6 à partir des puissances échangées à travers les parois (Figure 4.17), par la méthode des moindres carrés. Les résultats de cet ajustement pour la frontière solide/fluide de l'évaporateur et pour le condenseur sont présentés sur la Figure 4.25. La puissance imposée comme conditions aux limites à l'évaporateur est également tracée à titre de comparaison.

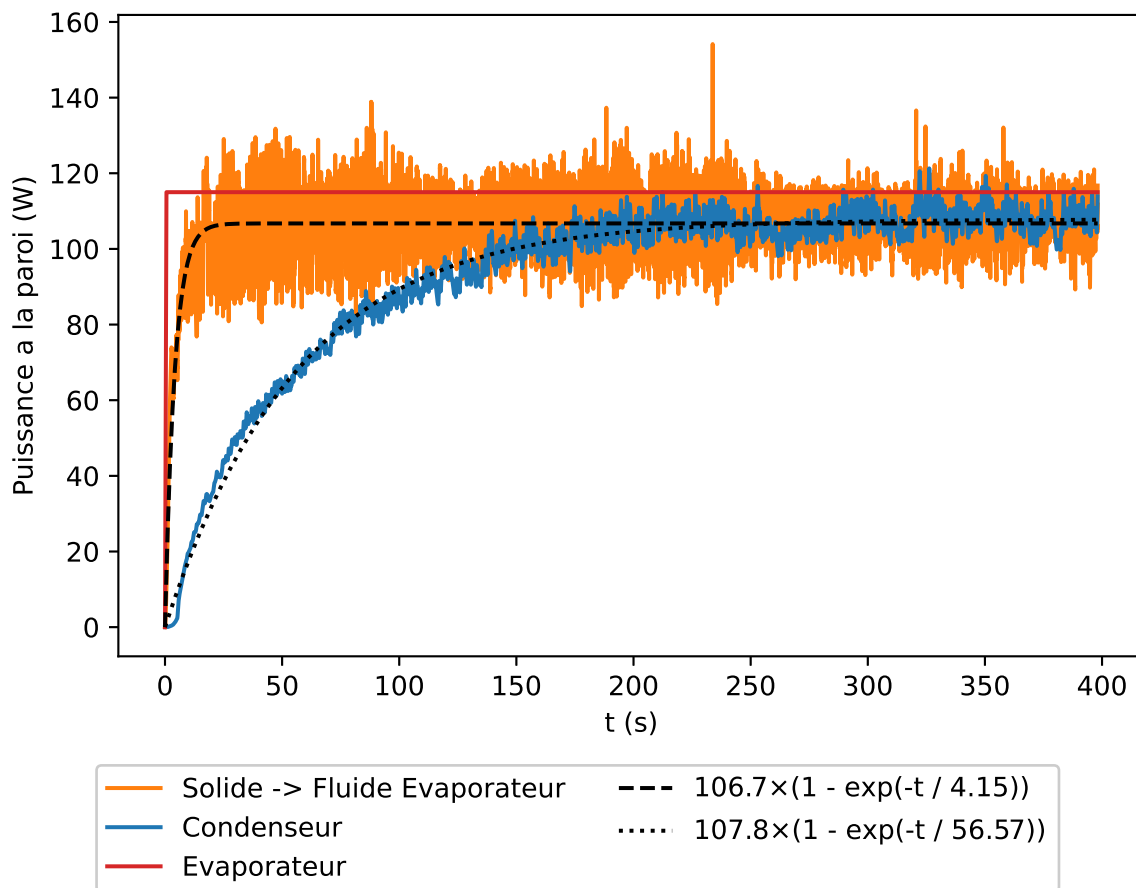


FIGURE 4.25 – Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur.

La constante de temps de la puissance à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur correspond à l'inertie de la paroi solide. L'amplitude correspond à une estimation de la puissance effectivement transmise du solide au fluide à travers la frontière en vis-à-vis de l'évaporateur. Comme vu précédemment, la différence avec la puissance imposée peut être

expliquée par deux effets : la montée en température de la paroi, et la conduction le long de cette dernière, dans les portions de paroi de la ligne liquide et de la colonne vapeur.

La constante de temps de la puissance évacuée au condenseur correspond au temps de réponse de la boucle diphasique gravitaire complète. L'amplitude correspond à une estimation de la puissance effectivement évacuée au condenseur. On notera que celle-ci est légèrement supérieure à la puissance transférée à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur, avec un écart inférieure à 1 %. L'hypothèse la plus probable pour expliquer cet écart provient de la paroi solide/fluide en vis-à-vis des parois adiabatiques, et qui n'est pas prise en compte dans ce bilan. Avec une constante de temps de 56,57 s, le régime pseudo-permanent est atteint après une durée de 4 min 43 s. Celle-ci vient également justifier la durée de 400 s pour interrompre la simulation, puisque ensuite les variations sont, a priori, marginales.

La résistance thermique de la BDG est calculée selon l'équation 4.5.4. En régime pseudo-permanent, les températures des parois de l'évaporateur et du condenseur sont respectivement de 363,04 et de 302,29 K. Avec une puissance imposée de 230 W, la résistance thermique est donc de $0,264 \text{ K W}^{-1}$. Cette valeur correspond bien aux ordres de grandeurs obtenus dans la littérature (Wang *et al.*, 2018; Liu *et al.*, 2019; Wang *et al.*, 2022; Yao *et al.*, 2022). Comme illustré par les Figure 4.19 et 4.23, les températures de la paroi sont fluctuantes. Les températures utilisées pour calculer la résistance thermique sont donc des moyennes temporelles (en plus de l'intégration sur les surfaces des parois) sur les 5 dernières secondes (enregistrées toutes les 0,05 s puisqu'il s'agit des champs complets).

4.6.3 Comportement le long de la fibre neutre

L'évolution le long de la fibre neutre de la température, de la pression, de la fraction volumique de phase, de la masse volumique et des composantes vitesses aux instants 0 s, 2,95 s, 3,2 s, 3,3 s et 3,5 s est illustrée sur la Figure 4.26. Ces instants sont choisis pour comparer les valeurs moyennées spatialement le long de la fibre neutre avec les champs complets de fraction volumique de phase (voir Figure 4.10). La formation successive d'embryons de vapeur, de petites bulles puis de plus grosses bulles au démarrage de la BDG est également observable avec cette manière de représentation. Les embryons sont détectables sur la Figure 4.26c avec la fraction volumique qui diminue très légèrement juste avant la fin de l'évaporateur ($s = 0,46$) à $t = 2,95$ s. A cet instant, la température du liquide a augmenté d'environ 5 K par rapport à l'instant initial. La première bulle est observable avec un léger creux juste avant la fin de l'évaporateur ($s \approx 0,41$) à $t = 3,2$ s. Sa croissance est visible avec l'augmentation de la taille du creux à $t = 3,3$ s. La croissance continue avec un creux plus grand et plus large à $t = 3,5$ s. A cause du déplacement vertical de la bulle, ce creux est légèrement décalé vers l'évaporateur. La formation de bulles supplémentaires est également détectable par l'apparition de creux supplémentaires. Cette comparaison lors du démarrage de la BDG illustre la pertinence de la description de l'écoulement dans la BDG par les valeurs moyennées spatialement le long de la fibre neutre.

Sur la Figure 4.26a, l'augmentation progressive de la température du liquide dans l'évaporateur est bien observable. On remarque également que la vapeur située juste au dessus du ménisque subit également cette montée en température. Deux effets peuvent en être à l'origine. D'abord l'évaporation au niveau du ménisque, où le liquide juste en-

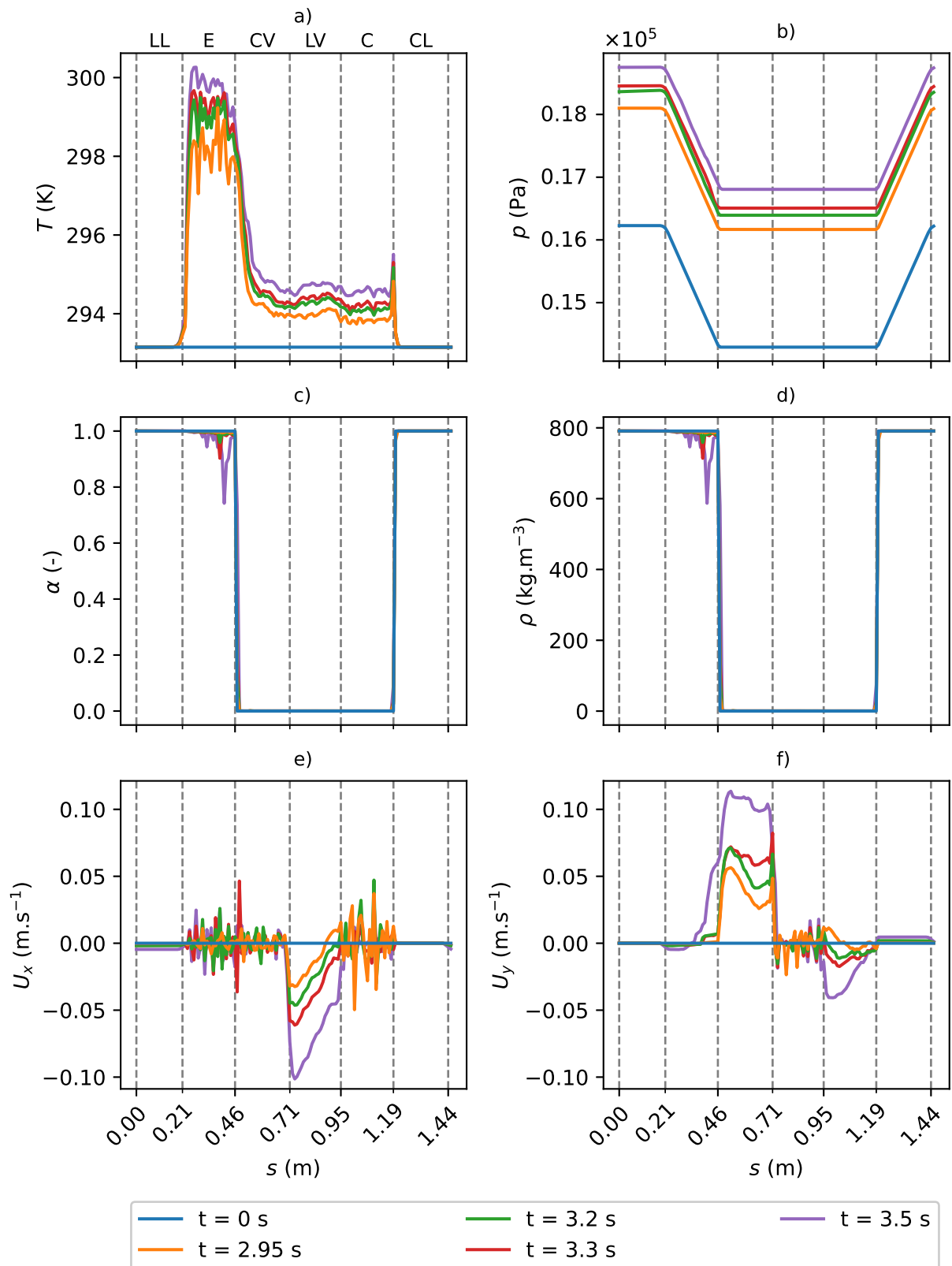


FIGURE 4.26 – Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants 0,0s, 2,95s, 3,2s, 3,3s et 3,5s. a) Température; b) Pression; c) Fraction volumique de phase; d) Masse volumique; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

dessous de celui-ci est chauffé, et ensuite la conduction à travers la paroi solide le long de l'évaporateur, puis à travers la frontière solide/fluide juste au-dessus du ménisque. Un pic de température est visible au ménisque situé à la sortie du condenseur. De même, l'augmentation progressive de la pression avec la production de vapeur est observable sur la [Figure 4.26b](#). Le profil hydrostatique se maintient : l'augmentation de pression semble uniforme dans la boucle. L'évolution de la masse volumique sur la [Figure 4.26d](#) est très similaire à celle de la fraction volumique de phase.

La [Figure 4.26e](#) présente l'évolution de la composante horizontale de vitesse. D'abord la vitesse est négative dans la ligne liquide, ce qui indique que celui-ci se dirige de l'évaporateur vers le condenseur. Ensuite, d'importantes fluctuations autour d'une vitesse nulle sont observables le long de l'évaporateur. Celles-ci sont liées à la croissance des différentes bulles depuis la paroi intérieure pour les vitesses positives, et depuis la paroi extérieure pour les vitesses négatives. La vitesse est ensuite négative dans la ligne vapeur, indiquant que celle-ci se dirige de l'évaporateur vers le condenseur. Des fluctuations sont également observées dans le condenseur. Sur la [Figure 4.26f](#), la vitesse selon y est bien nulle dans la ligne horizontale. Dans l'évaporateur la vitesse est d'abord négative dans la partie inférieure (où il n'y a pas de bulles), puis devient positive dans la partie supérieure. La remontée des bulles dans l'évaporateur est directement à l'origine de la vitesse positive dans la partie supérieure. Le maximum de vitesse se situe à la fin de l'évaporateur. Ensuite la vitesse diminue légèrement dans la colonne vapeur. Dans la ligne vapeur la vitesse n'est pas nulle mais semble fluctuante autour de zéro. Dans le condenseur la vitesse est bien négative et celle-ci diminue jusqu'au ménisque. On observe ensuite que la vitesse est positive dans la colonne liquide, ce qui indique que celui-ci remonte vers le condenseur. Cette observation est cohérente avec la vitesse négative dans la ligne liquide et dans la partie inférieure de l'évaporateur.

Un peu plus loin dans le temps, la [Figure 4.27](#) illustre la formation des premières poches de vapeur aux instants 0,0 s, 3,85 s, 4,65 s, 5,15 s, 5,45 s et 5,50 s. L'instant initial est retracé comme référence. L'augmentation de la température dans l'évaporateur se poursuit. Avec le temps, l'écart de température entre la colonne vapeur et la colonne liquide diminue. Sur la figure [Figure 4.27b](#), les profils de pression sont légèrement déformés. Cela est probablement lié à la présence de poches de vapeur, le long desquelles la pression varie moins que dans le liquide, et l'on observe alors des plateaux intermédiaires entre la ligne liquide et la ligne vapeur. De plus, le décalage vers la gauche du début du plateau de pression dans la colonne vapeur indique la présence de liquide dans la colonne vapeur. Ce décalage augmente avec le temps, indiquant que des bouchons de liquide sont en passe d'être poussés par des poches de vapeur. Cette observation se retrouve sur la [Figure 4.27c](#). La croissance des bulles formées précédemment se poursuit, à l'instant 3,85 s le creux est nettement plus prononcé et décalé vers la fin de l'évaporateur. La démarcation entre la fin du liquide et le début de la vapeur en sortie de l'évaporateur se décale dans la colonne vapeur, indiquant que les bulles poussent du liquide lors de leur montée. En avançant temporellement, le creux est de plus en plus prononcé et le liquide est poussé à travers la boucle. Il atteint la ligne vapeur à l'instant 4,65 s et l'entrée du condenseur à l'instant 5,15 s. A l'instant 5,45 s le bouchon de liquide a pratiquement rejoint le ménisque dans la colonne du condenseur. La totalité du condenseur est recouverte d'un film de liquide à l'instant $t = 5,50$ s. Ces nouvelles observations confirment la pertinence de cette représentation vis-à-vis de l'écoulement illustré sur la [Figure 4.12](#).

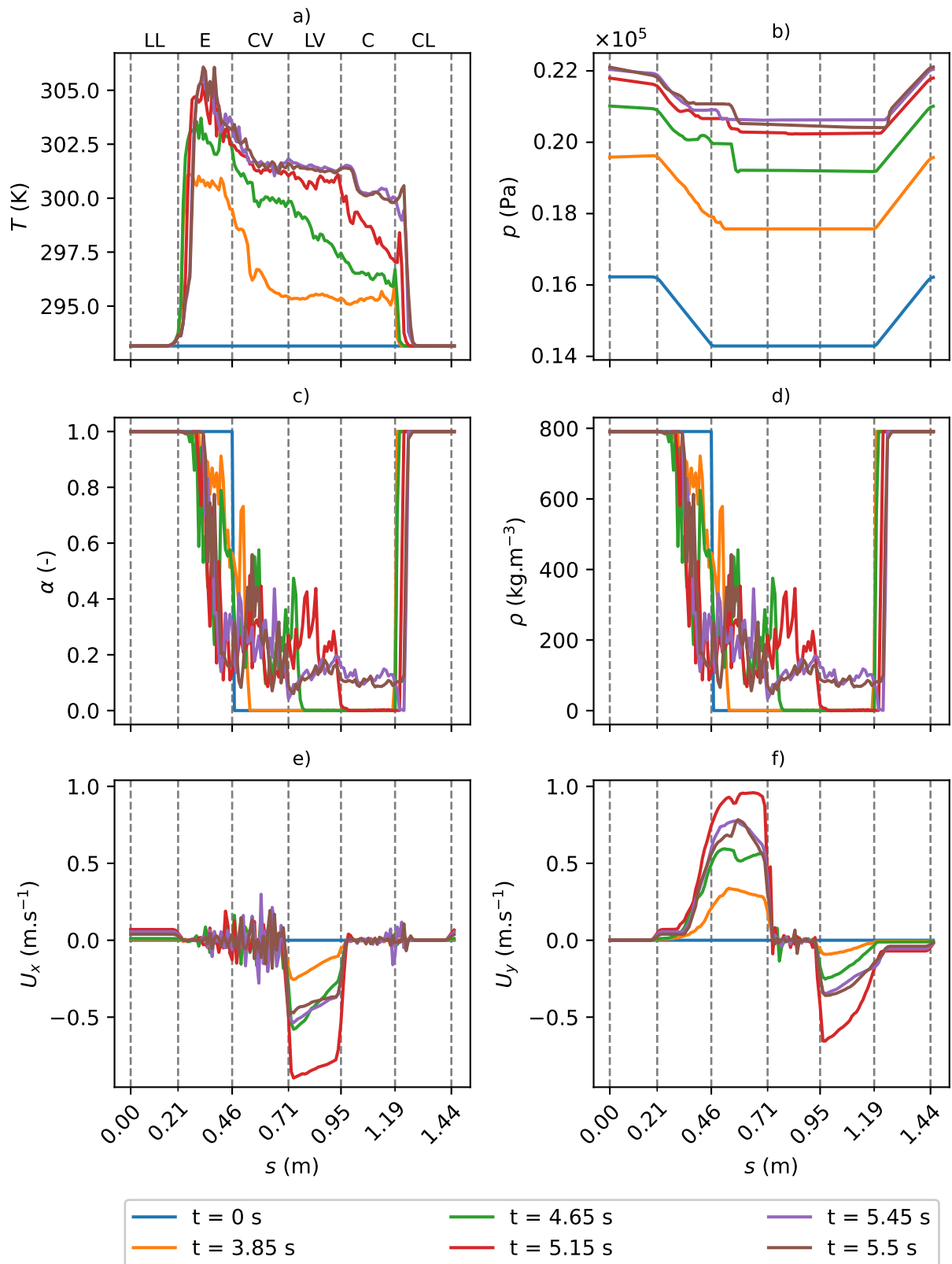


FIGURE 4.27 – Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants 0,0 s, 3,85 s, 4,65 s, 5,15 s, 5,45 s et 5,50 s. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

Cette quantité de liquide poussée par la vapeur se traduit par un défaut de liquide dans la colonne de l'évaporateur. A cause des effets hydrostatiques, le niveau de liquide dans les deux colonnes doit s'équilibrer. Pour cela, le liquide s'écoule du condenseur vers l'évaporateur, comme le traduisent le décalage de la démarcation liquide-vapeur à la sortie condenseur sur la [Figure 4.27c](#), la vitesse positive du liquide dans la ligne liquide sur la [Figure 4.27e](#) et la vitesse négative du liquide dans la colonne liquide sur la [Figure 4.27f](#).

A titre d'illustration sur une plage de temps plus grande, l'évolution des variables primaires le long de la fibre neutre aux instants 50 s, 100 s, 150 s, 200 s, 250 s et 300 s est présentée sur la [Figure 4.28](#). Les courbes [Figure 4.28a](#) illustrent la montée progressive de la température dans la boucle. Pour tous les instants, un pic de température est observé dans l'évaporateur, suivi d'un plateau jusqu'à la fin du condenseur, où la température chute dans la ligne liquide. La différence de température moyenne du fluide entre l'évaporateur et le condenseur est très faible (c'est entre autres ici que se justifie l'intérêt de la BDG). Leurs températures sont respectivement de 343,34 K et 340,83 K en régime pseudo-permanent (à $t = 5\tau$). Au niveau des parois solide-fluide de l'évaporateur et du condenseur, les températures sont respectivement de 362,63 K et 302,66 K. La résistance thermique du fluide est calculée (selon l'équation [4.5.5](#)) en utilisant l'estimation asymptotique de puissance transmise à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur (voir [Figure 4.25](#)). Sa valeur est de $0,281 \text{ K W}^{-1}$.

De la même manière les courbes [Figure 4.28b](#) illustrent l'augmentation de pression dans la boucle. Le profil hydrostatique est conservé, sauf pour l'instant 200 s où une instabilité est probablement présente. Des variations brusques de fraction volumique de phase et de masse volumique sont respectivement observées sur les [Figure 4.28c](#) et [Figure 4.28d](#). Ces fluctuations sont dues à la succession de poches de vapeur et de bouchons de liquide qui s'écoulent entre l'évaporateur et le condenseur. Deux comportements différents sont observés sur les [Figure 4.28e](#) [Figure 4.28f](#) pour les composantes de vitesses. Aux instants 200 s et 250 s, l'écoulement de liquide se fait du condenseur vers l'évaporateur dans la colonne et dans la ligne liquide, pour alimenter l'évaporateur en liquide frais suite à la condensation et à l'expulsion de bouchons de liquide. A l'opposé, aux instants 50, 100 et 150 s (et dans une moindre mesure à l'instant 300 s), la vitesse est négative dans la ligne liquide et dans la partie basse de l'évaporateur, indiquant un écoulement de l'évaporateur vers le condenseur. Cet écoulement est similaire à la situation décrite sur la [Figure 4.14](#) (où la poche de vapeur se déplace du haut vers le bas dans l'évaporateur). Plusieurs effets peuvent expliquer ce sens de circulation "inversé". D'abord, lors de la croissance de poches de vapeur, la différence de masse volumique se traduit par des efforts de pression qui poussent vers le bas le liquide situé sous la bulle. Une autre contribution à prendre en compte est l'inertie entre les hauteurs des deux colonnes. Si, suite au déplacement de liquide du condenseur vers l'évaporateur, la colonne de vapeur contient plus de liquide que celle du condenseur, alors l'écoulement doit se faire de l'évaporateur vers le condenseur pour rééquilibrer. Des battements sont alors observés avec un niveau de liquide qui peine à se partager également entre les deux colonnes. Ces oscillations sont discutées dans la suite de ce chapitre dans la section [4.6.5](#) par une analyse spectrale. Enfin, pour tous les instants, l'écoulement liquide/vapeur est accéléré dans la colonne vapeur puis dans la ligne vapeur. Cette observation, liée à la diminution de la section de passage de la vapeur, est expliquée juste après.

A cause de la superposition des courbes, il est difficile d'extraire des tendances d'évolu-

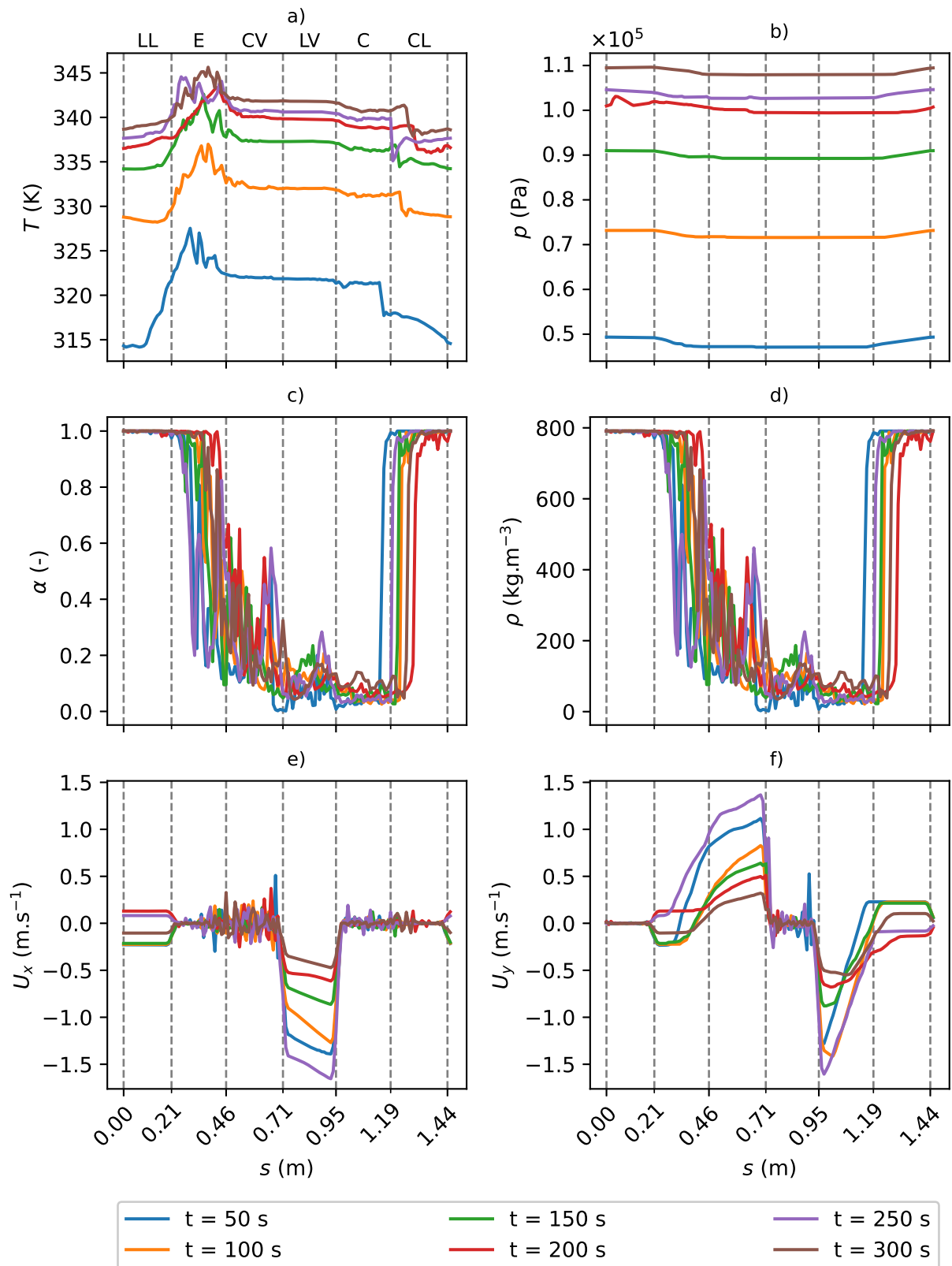


FIGURE 4.28 – Tracé des variables le long de la fibre neutre (données instantanées) aux instants, 50 s, 100 s, 150 s, 200 s, 250 s et 300 s. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

tion au cours du temps à partir des résultats instantanés. Pour y remédier nous proposons de les moyenniser temporellement. Pour cela, une fenêtre de 10 s est sélectionnée autour des instants tracés sur la Figure 4.28 (le chiffre 10 est également justifié à la section 4.6.5). Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.29. La montée en température est toujours observée sur la Figure 4.29a. Comme pour la paroi solide, l'augmentation de la température est progressivement ralentie. Pour toutes les fenêtres le maximum de température est situé vers le milieu de l'évaporateur. Au fil du temps, l'écart de température entre la fin du condenseur et le début de l'évaporateur devient plus faible, signe d'une stabilisation à la fois de l'écoulement et des transferts de chaleur dans la BDG. Le profil de pression hydrostatique semble se conserver en moyenne. Comme pour la température, l'augmentation de la pression est ralentie, ces deux propriétés étant liées à l'état de saturation. Rappelons avoir observé une quasi-uniformité spatiale de la pression et de la température dans la ligne vapeur, suggérant la proximité de la vapeur de l'état de saturation. Les fluctuations de fraction volumique de phase, masse volumique et composantes de vitesses sont bien filtrées. La Figure 4.29c illustre une répartition du liquide et de la vapeur dans la boucle qui varie peu au cours du temps. Dans la ligne vapeur, la quantité de liquide piégé augmente le long de l'abscisse curviligne (la fraction volumique augmente légèrement entre $s = 0.71$ et $s = 0.95$). En conséquence de cette accumulation la section de passage disponible pour la vapeur diminue, et sa vitesse augmente par conservation du débit masse. Les composantes de vitesses dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, par exemple les bulles qui se détachent dans l'évaporateur, sont bien nulles en moyenne.

La Figure 4.28 a mis en évidence la difficulté d'analyse des résultats bruts d'évolution des variables le long de la fibre neutre, à cause de la superposition des variations spatiales et temporelles. Pour cela, des moyennes temporelles ont été tracées sur la Figure 4.29. Pour compléter la perte d'information liée au filtrage des fluctuations, la Figure 4.30 présente les variations des différentes variables dans un intervalle d'une fois l'écart-type.

Sur la courbe 4.30b, les fluctuations de pression semblent simplement suivre une translation du profil hydrostatique moyen. Les changements de signe de la vitesse dans la ligne liquide sur la courbe 4.30e et dans la colonne liquide sur la courbe 4.30f sont un indicateur supplémentaire des oscillations de débit dans la ligne liquide, et seront abordés plus en détail dans la section 4.6.5. Ces fluctuations sont issues de la tendance vers l'équilibre de hauteur de liquide entre les deux colonnes. Cette variation de niveau est visible sur la courbe 4.30c dans la colonne du condenseur. En effet, le niveau de liquide dans cette zone correspond à la transition entre la fraction volumique proche de zéro dans le film liquide, à la fraction volumique unitaire dans la ligne liquide. Les décalages de l'écart-type par rapport à la moyenne correspondent donc aux variations du niveau de liquide dans la colonne du condenseur. Un décalage est également visible dans l'évaporateur, mais celui-ci est plus difficile à interpréter puisque la valeur moyennée prend aussi en compte la formation des bulles et poches de vapeur. Les changements de signe de la vitesse dans l'évaporateur et la colonne vapeur sur la courbe 4.30e sont la conséquence de la formation des bulles au contact de la paroi puis leur détachement vers le cœur de l'écoulement. Cette alternance de signe est liée à la différence de sens entre la paroi et le cœur de l'écoulement selon que l'on considère la paroi intérieure ou extérieure. De plus, ces changements de signe peuvent également être liés à l'interaction entre les bulles qui montent et le liquide, dont une fraction qui n'est pas poussée vers le haut, s'écoule latéralement au sommet de la bulle avant de ruisseler le long de la paroi. D'autres effets tels que les interactions complexes

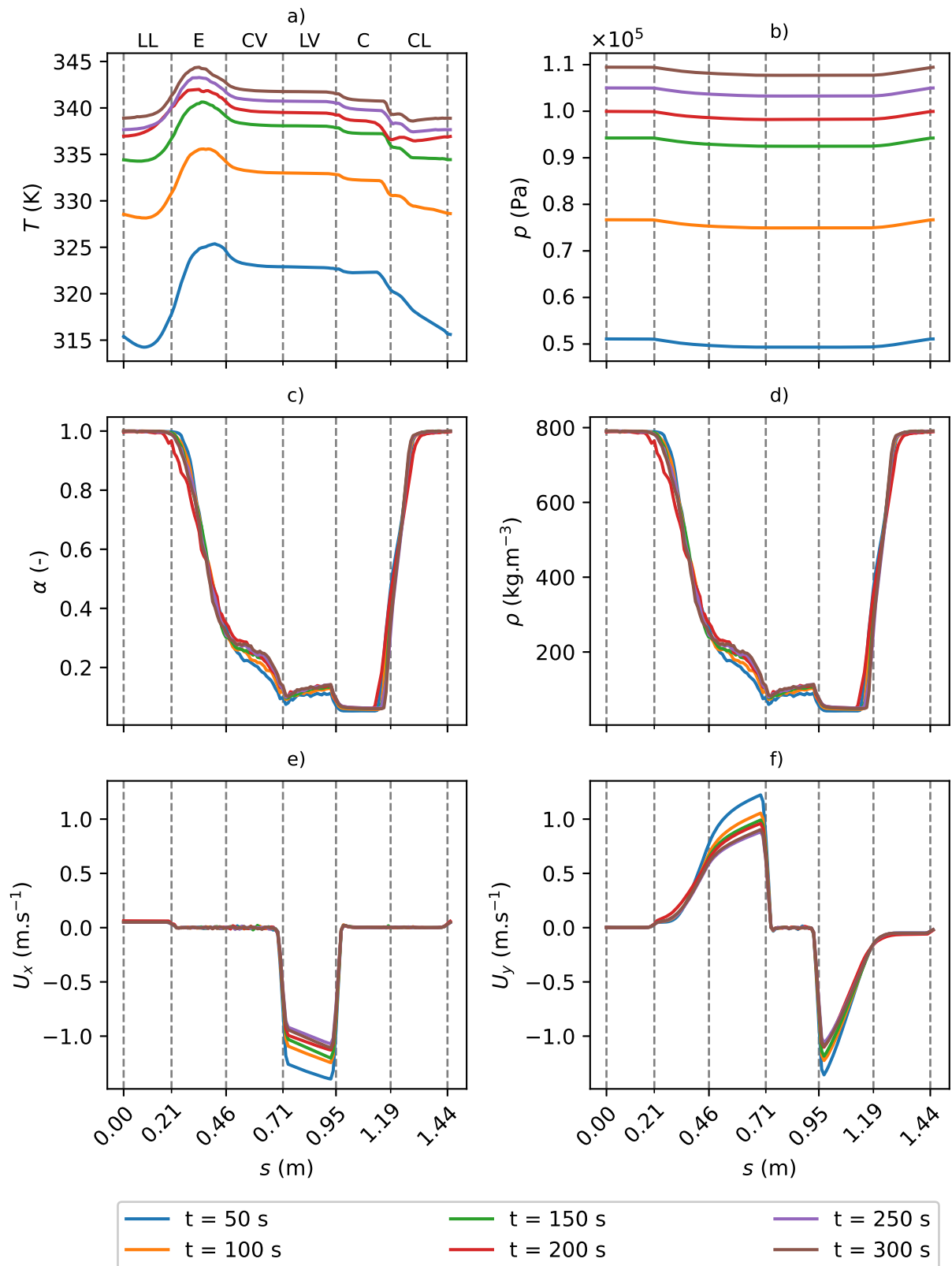


FIGURE 4.29 – Tracé des variables le long de la fibre neutre (fenêtre de 10 s) aux instants 50 s, 100 s, 150 s, 200 s, 250 s et 300 s. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

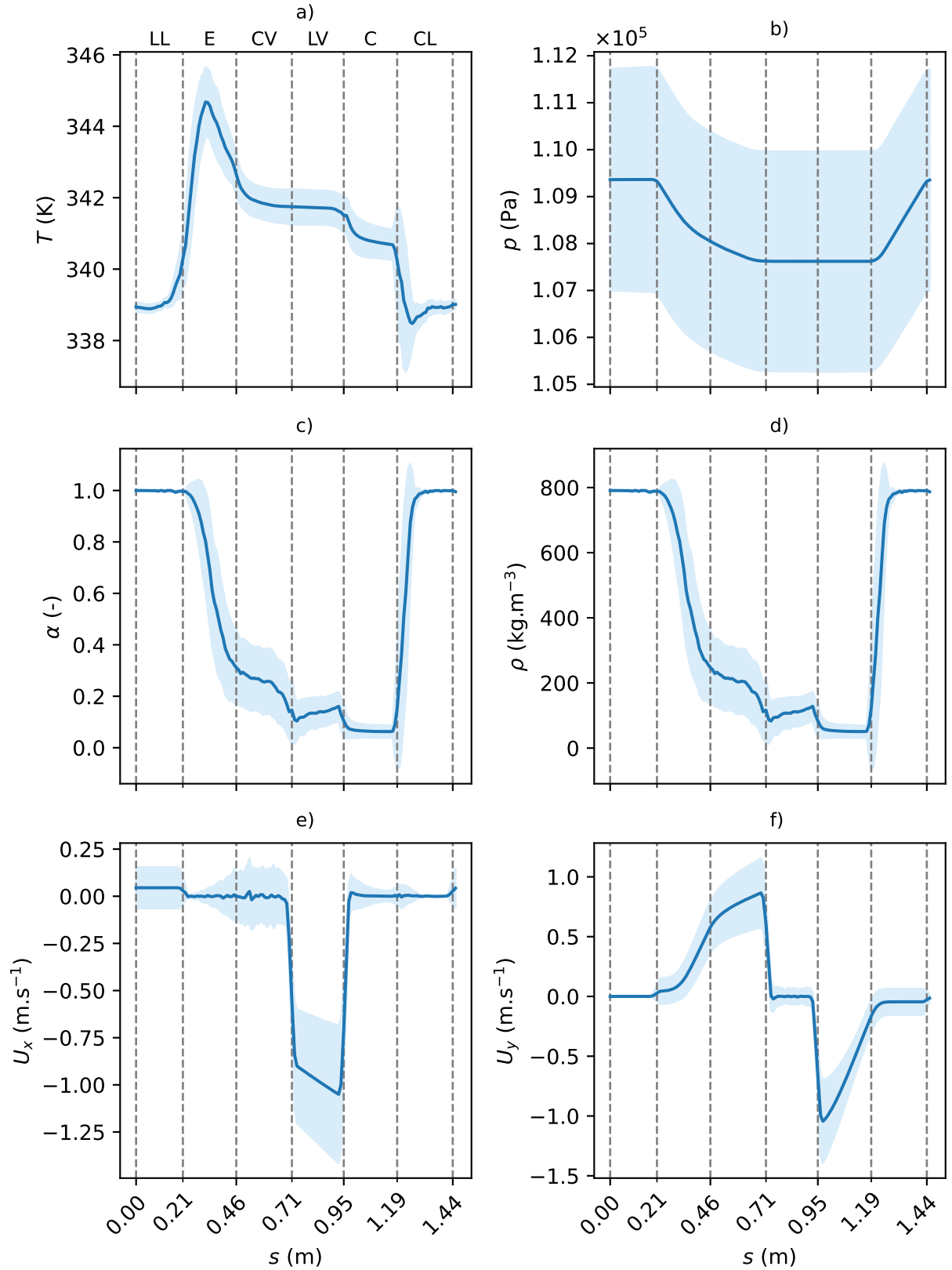


FIGURE 4.30 – Tracé des intervalles de variation à 1 écart-type des variables le long de la fibre neutre. La moyenne et l'écart-type sont calculés sur une fenêtre de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$. a) Température; b) Pression; c) Fraction volumique de phase; d) Masse volumique; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

entre plusieurs bulles et poches dans la colonne de l’évaporateur (comme illustrées sur les figures 4.14 et 4.15) peuvent également être à l’origine de ces fluctuations.

4.6.4 Evolution temporelle

Nous avons présenté l’évolution des variables primaires le long de la fibre neutre à quelques instants discrets (Figure 4.28) ou moyennées (Figure 4.29) pour avoir une représentation spatiale de l’écoulement dans la BDG. Dans ce qui suit, ces résultats sont complétés par l’évolution temporelle des variables primaires à quelques positions dans la BDG. Six positions sont retenues, réparties uniformément le long de la BDG au milieu des différentes sections (ligne liquide, évaporateur, colonne vapeur, ligne vapeur, condenseur et colonne liquide). Comme précédemment, les signaux sont fortement variables, en particulier la fraction volumique de phase (et donc la masse volumique), à cause de l’instationnarité de l’écoulement bulles-bouchon. Pour y remédier, ce sont de nouveau des évolutions moyennées selon une fenêtre de 0,5 s qui sont proposées sur la Figure 4.31.

Comme dans le solide, l’évolution de la température est asymptotique. Sans surprise, c’est dans l’évaporateur que la température est la plus élevée, et dans les colonne et ligne liquide que la température est la plus faible. Le début de l’augmentation de la température est décalé de quelques secondes selon la position observée. Cet écart semble suivre les positions le long de la fibre neutre, en commençant par l’évaporateur et en finissant par la ligne liquide. Cette observation est cohérente avec l’inertie entre la formation des bulles, des poches et des bouchons à l’évaporateur, et leur arrivée au condenseur (comme vu avec la description de l’écoulement sur les Figure 4.10, 4.11 et 4.12). Rappelons ici qu’initialement toute la BDG est portée à la température du condenseur et qu’à $t > 0$, une densité de flux est appliquée à l’évaporateur. On comprend ainsi clairement la cause et le sens d’enchaînement des effets. Après ce retard, les évolutions de la température sont similaires pour toutes les positions. L’écart de température entre l’évaporateur et la ligne liquide se maintient à une valeur inférieure à 10 K.

La fraction volumique de phase (Figure 4.31e) dans la colonne vapeur, dans la ligne vapeur et dans le condenseur augmente également rapidement suite à cette même expulsion de liquide de l’évaporateur vers le condenseur. Au même moment, on observe bien une diminution rapide de la fraction volumique de phase dans l’évaporateur. Après cet évènement, la quantité de liquide dans la colonne vapeur, la ligne vapeur et au condenseur semble se stabiliser en moyenne. Ce n’est pas le cas à l’évaporateur. Juste après ce creux, la quantité de liquide réaugmente rapidement. Il s’agit probablement du liquide provenant du condenseur à cause de la différence de hauteur de liquide entre les colonnes de l’évaporateur et du condenseur (comme illustré sur la Figure 4.12). Ensuite, la quantité moyenne de liquide diminue à nouveau, de façon moins rapide qu’au démarrage, et la fraction volumique de phase semble fluctuer autour de 0,7. La différence de tendance d’évolution s’explique probablement par le type d’écoulement dans ces zones. Dans la colonne vapeur, la ligne vapeur et au condenseur, le liquide tapisse les parois et la vapeur circule au cœur de la conduite. A l’évaporateur, la succession de bouchons de vapeur et de liquide associée aux oscillations de niveau de liquide se traduit par des variations plus importantes. Cette analyse est cohérente avec les champs moyens et l’écart-type de fraction volumique de phase sur la Figure 4.16.

Sur la Figure 4.31e, la composante de vitesse horizontale fluctue autour d’une valeur

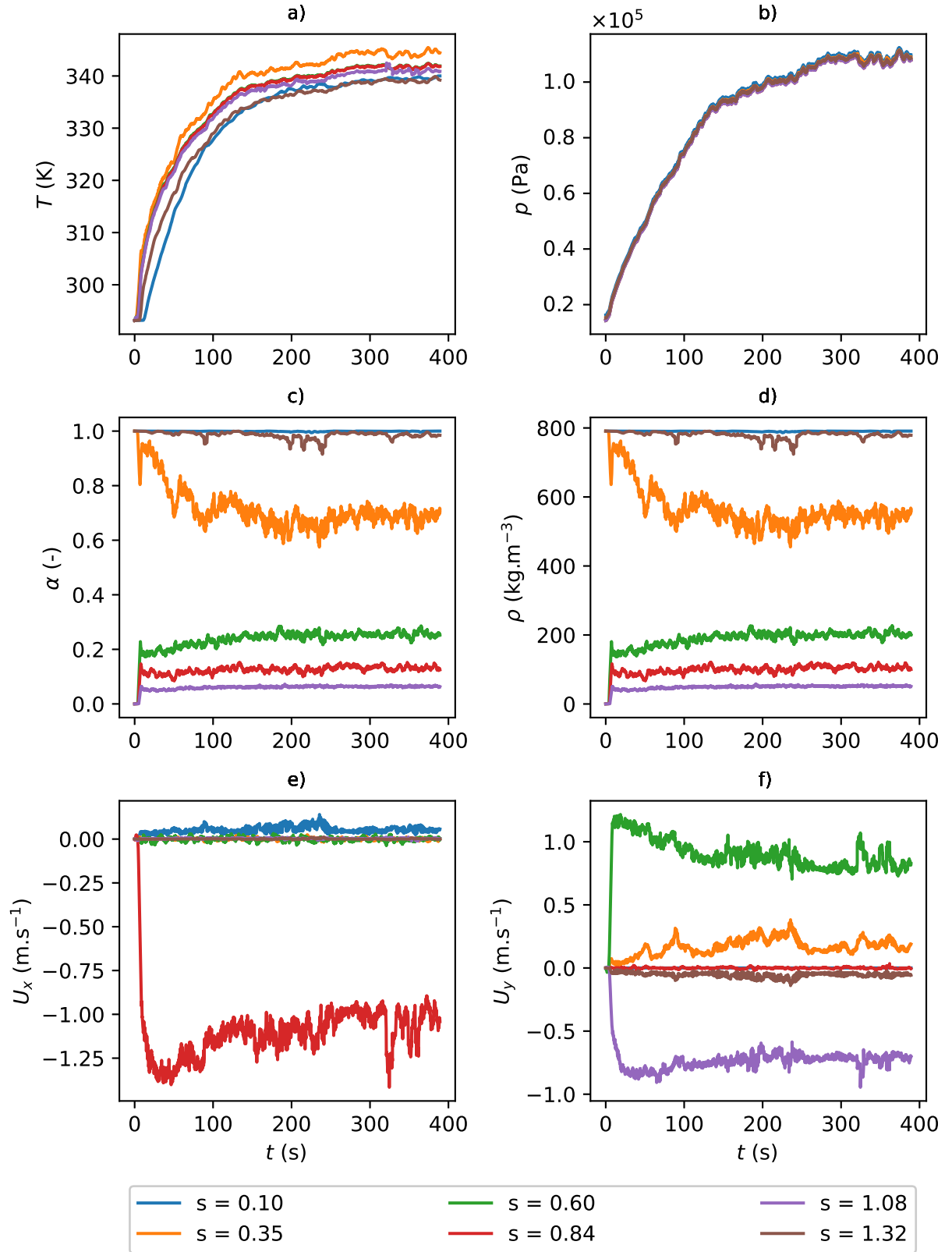


FIGURE 4.31 – Evolution temporelle des variables primaires. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

nulle dans les sections verticales (évaporateur, colonne vapeur, condenseur et colonne liquide). Cette vitesse est non nulle en moyenne uniquement dans la ligne liquide et dans la ligne vapeur. La différence de signe est simplement liée à l'orientation des deux portions. La différence de vitesse s'explique par l'écart important de masse volumique entre les deux phases. Dans la ligne vapeur, l'écoulement est très majoritairement constitué de vapeur (environ 85 %), et dans la ligne liquide il est exclusivement constitué de liquide. Pour les composantes de vitesses alignées avec l'abscisse curviligne, on observe que le débit de vapeur a très rapidement augmenté au démarrage de la BDG, avant de suivre une décroissance plus (dans les colonne et ligne vapeur) ou moins (au condenseur) prononcée. La vitesse du mélange liquide vapeur dans l'évaporateur ne suit pas cette évolution.

4.6.5 Oscillations du débit masse

Les débits masse totaux dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur sont présentés sur la [Figure 4.32](#). Pour rappel, les positions dans la BDG de ces sections de mesure du débit masse sont indiquées sur la [Figure 4.9](#). Ces trois débits sont caractérisés par d'importantes fluctuations. Dans la ligne liquide, le débit est fluctuant autour d'une moyenne presque nulle. Ces fluctuations sont le signe d'une circulation de fluide alternée du condenseur vers l'évaporateur et de l'évaporateur vers le condenseur. A la sortie de l'évaporateur, l'écoulement est majoritairement constitué de nombreux pics de débits positifs, et de quelques débits négatifs. Les premiers sont dûs à la circulation de la vapeur qui remonte la colonne vers la ligne vapeur, ainsi qu'au passage de bouchons de liquide poussés par cette vapeur. Les seconds peuvent être expliqués par deux effets. D'abord, la circulation alternée dans la ligne liquide se traduit par des oscillations de la hauteur de liquide dans les colonnes de l'évaporateur et du condenseur. Lorsque le liquide retourne de l'évaporateur vers le condenseur par la ligne liquide, le niveau baisse et le débit liquide à la sortie de l'évaporateur est négatif. Ensuite, seule une partie du liquide qui est poussé par les poches de vapeur est expulsé vers le condenseur, l'autre ruisselant le long des parois de la colonne vapeur, réalimentant ainsi l'évaporateur en liquide. A l'entrée du condenseur, le débit est, comme attendu, majoritairement positif (à de rares exceptions près). D'importants pics sont visibles, dont les intensités sont variables. Ces pics sont probablement liés au passage de bouchons de liquide expulsés de l'évaporateur. Tel le mouvement d'un pendule, le niveau de liquide cherche en permanence à s'équilibrer entre les deux colonnes. Pour mieux comprendre ces variations, un grossissement temporel de ces mêmes débits masse est proposé sur la [Figure 4.33](#).

Un régime cyclique est bien visible dans la ligne liquide. Avec presque huit périodes sur 10 s, la fréquence des allers-retours de liquide entre l'évaporateur et le condenseur se situe aux alentours de 0,8 Hz. A la sortie de l'évaporateur, différentes fréquences semblent se dégager. D'abord, des fréquences élevées associées aux différents pics de débit masse. Ces fréquences sont probablement liées à l'alternance de poches de vapeur et de bouchons de liquide. Une fréquence de modulation de l'amplitude de ces oscillations est ensuite perceptible. Huit périodes sont également identifiables sur 10 s⁴. Puisqu'il s'agit de la même fréquence que dans la ligne liquide, cette modulation serait donc liée aux allers-retours de liquide. A l'entrée du condenseur, les pics de débit sont bien moins fréquents

4. Ces mêmes 10 s représentent une durée suffisante (8 périodes) pour moyenner temporellement les différentes variables évoquées aux sections [4.6.3](#) et [4.6.2](#)

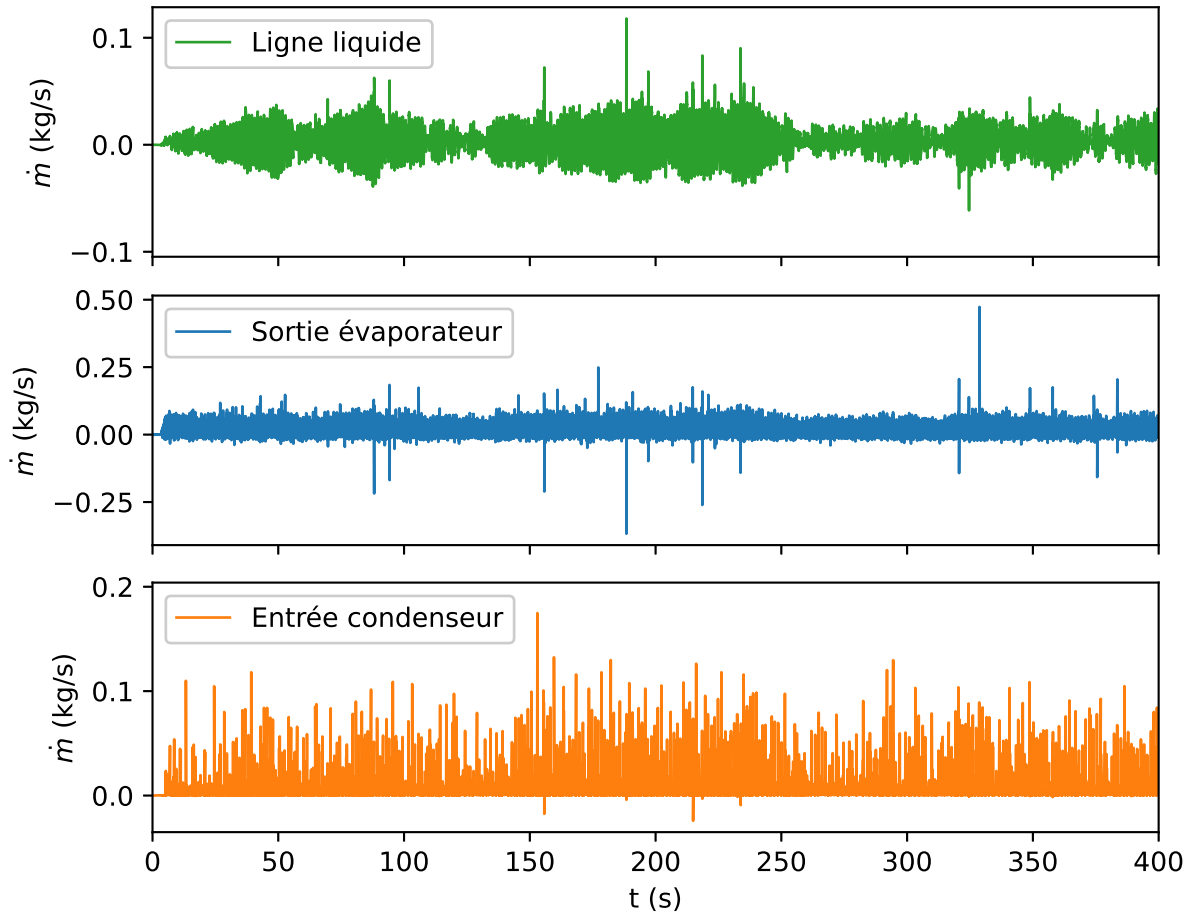


FIGURE 4.32 – Débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur.

qu'à la sortie de l'évaporateur. L'affirmation d'une valeur de fréquence pour ces pics semble plus délicate, même si l'on observe généralement que ceux-ci ont lieu lorsque le débit dans la ligne liquide est positif, et aurait donc une fréquence similaire. D'après la Figure 4.33, les déphasages pour les trois débits masse sont cohérents avec la chronologie de l'écoulement. Par exemple, un pic de débit positif dans la ligne liquide succède à un pic de débit à l'entrée du condenseur, qui lui même succède à un pic de débit positif à la sortie de l'évaporateur.

Une analyse fréquentielle est proposée pour approfondir ces observations. Toutefois, les données ne sont pas échantillonnées selon un pas de temps constant (le critère d'enregistrement est basé sur le nombre de pas de temps, fixé à 10). La représentation spectrale du signal par transformée de Fourier rapide n'est donc pas possible avec les données brutes. Il est par contre possible d'utiliser l'algorithme de Lomb-Scargle, spécifiquement adapté aux échantillonnages non réguliers (Lomb, 1976; Scargle, 1982). Cet algorithme permet l'estimation du périodogramme selon une approximation de l'analyse spectrale par la méthode des moindres carrés. Les données discrètes sont approchées par une somme pondérée de sinusoides, dont les fréquences sont obtenues par succession d'ajustements par la méthode des moindres carrés. Les résidus permettent alors de déterminer quelles sont les fréquences dominantes. Il est également possible d'interpoler les données brutes selon un

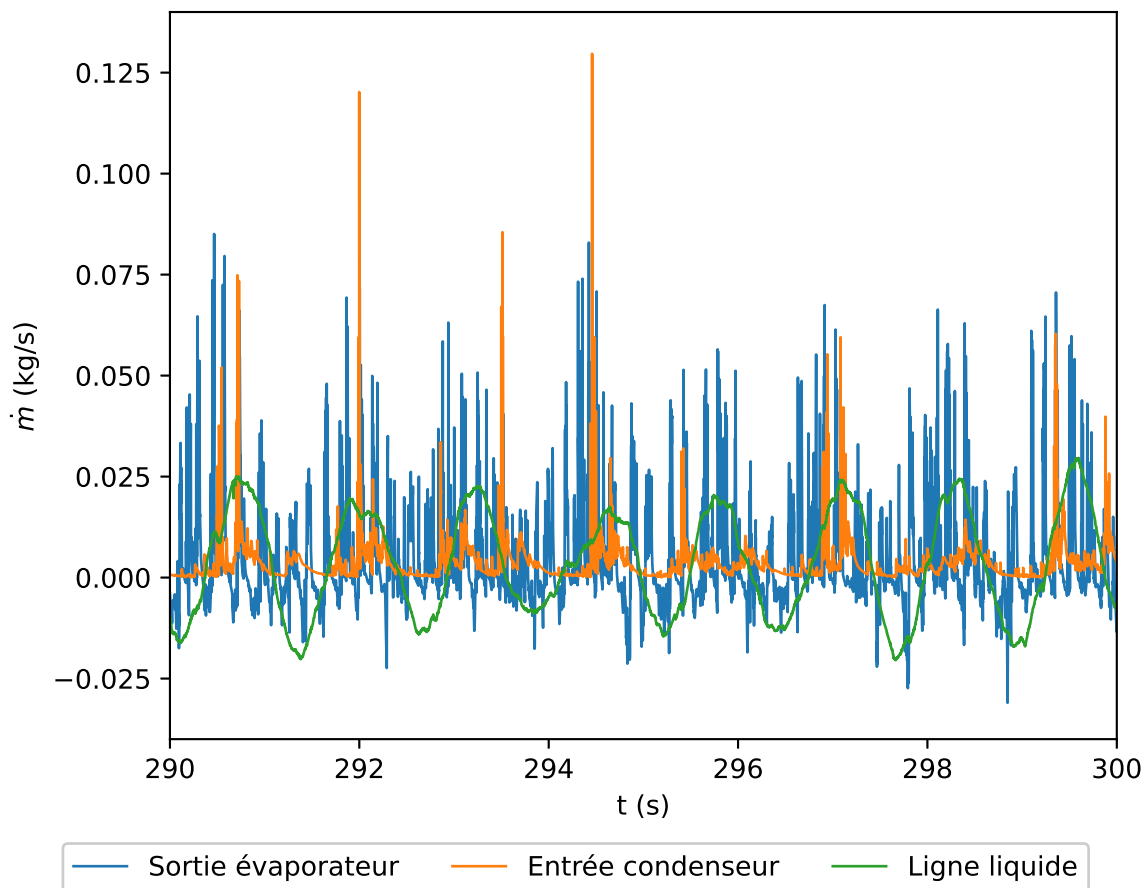


FIGURE 4.33 – Zoom sur le débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur.

pas de temps régulier, puis de calculer la transformée de Fourier ou la densité spectrale de puissance. Ces deux méthodes ont été testées et donnent des résultats analogues. Les résultats qui sont présentés dans la suite sont issus de l'interpolation des données selon un intervalle régulier de 10^{-5} s avant de calculer la transformée de Fourier. Les réponses fréquentielles obtenues pour les débits dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur sont présentées sur la [Figure 4.34](#).

Pour les trois débits, la fréquence dominante se situe aux alentours de 0,8 Hz. Dans la ligne liquide cette fréquence est unique. Le spectre est élargi à l'entrée du condenseur, mais aucune de ces fréquences ne semble se démarquer nettement, l'amplitude diminuant très rapidement en s'éloignant de la fréquence dominante. Dans la colonne de l'évaporateur, le spectre est encore plus élargi. La diminution de l'amplitude est similaire, sauf qu'une légère augmentation est détectable aux alentours de 4 à 7 Hz avec un pic vers 6 Hz.

Puisque le pic de fréquence est unique dans la ligne liquide, celui-ci correspond vraisemblablement à la fréquence des oscillations de la hauteur du liquide dans les colonnes de l'évaporateur et du condenseur. La multitude de fréquences à la sortie de l'évaporateur est probablement due aux passages non réguliers de liquide poussé par de la vapeur. La disparition de certains pics entre la sortie de l'évaporateur et l'entrée du condenseur correspond probablement à la différence de fréquence entre l'expulsion des bouchons de

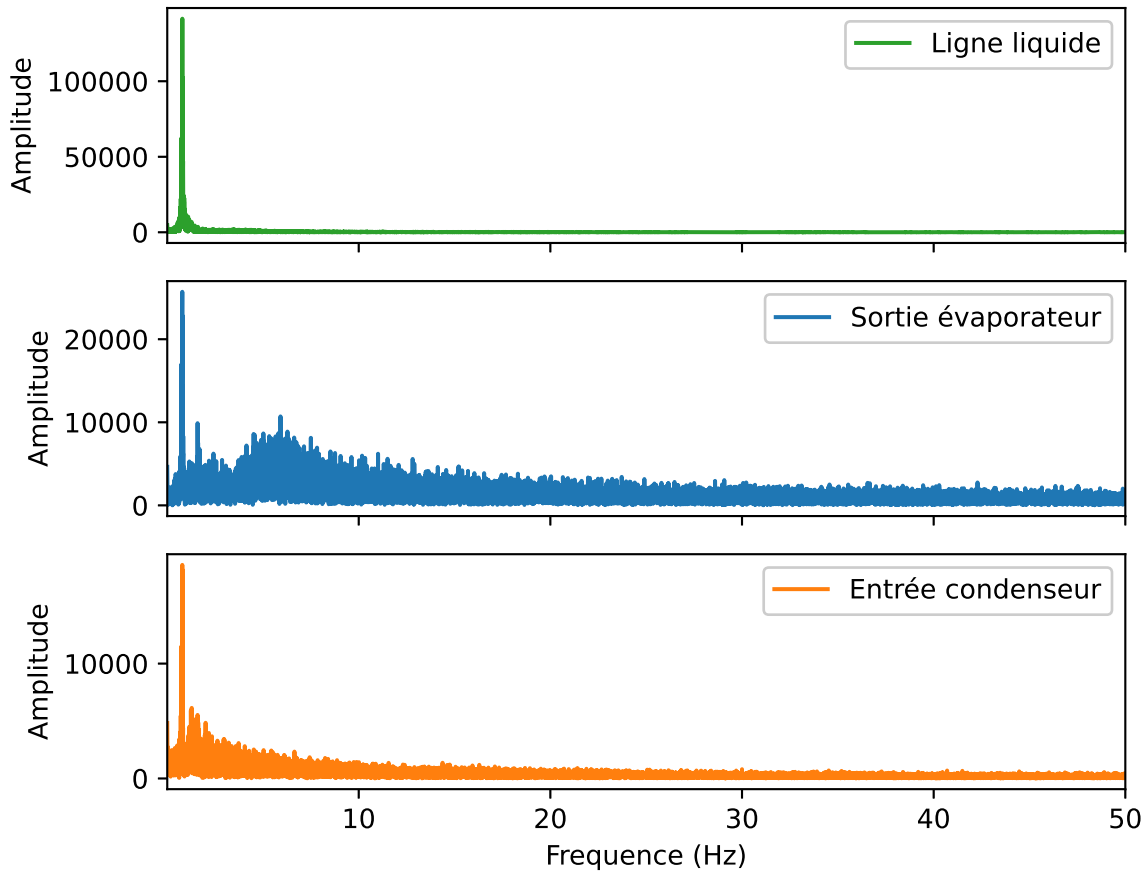


FIGURE 4.34 – Spectre d’énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l’évaporateur et à l’entrée du condenseur.

liquide, qui sont détectés au condenseur, et les bouchons qui n’atteignent pas la ligne vapeur et ruissellent le long de la colonne de l’évaporateur.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le modèle d’écoulement diphasique établi au chapitre 3 a été utilisé pour simuler l’écoulement dans une Boucle Diphasique Gravitaire. Dans la configuration étudiée, le taux de remplissage est de 50 %, la puissance imposée de 230 W et la température de la source froide est de 293,15 K. D’abord, les régimes d’écoulement ont mis en évidence des similitudes avec les régimes d’écoulement attendus lors de l’ébullition et la condensation. La formation de bulles de Taylor lors de l’ébullition en geyser a notamment été illustrée. Toutefois, dans ces simulations, cette instabilité semble plutôt entretenue qu’intermittente. De plus, d’importantes fluctuations des hauteurs de liquide dans les colonnes de l’évaporateur et du condenseur ont été caractérisées par la fréquence d’oscillation du débit masse dans la ligne liquide à 0,8 Hz. Ensuite, l’analyse asymptotique des puissances échangées à travers les parois met en évidence un régime pseudo-permanent atteint après 4 min 43 s. Sous la sollicitation thermique, la paroi solide subit une hausse de température d’environ 70 °C. La résistance thermique de la BDG est de 0,26 K W⁻¹. Le régime

transitoire a été décrit avec l'évolution des variables primaires moyennées spatialement le long de la fibre neutre. Toutefois, à cause du caractère fortement instationnaire de la succession de poches de vapeur et bouchons de liquide dans la boucle, des moyennes temporelles peuvent faciliter cette description. La température et la pression, fortement liées aux conditions de saturation de la vapeur, ont une évolution asymptotique en moyenne, quelle que soit la position le long de la fibre neutre.

Chapitre 5

Analyse de sensibilité d'une Boucle Diphasique Gravitaire

Sommaire

5.1	Introduction	140
5.2	Influence de la puissance imposée à l'évaporateur	140
5.2.1	Bilan dans le solide	140
5.2.2	Comportement le long de la fibre neutre	143
5.2.3	Champ moyen de fraction volumique	145
5.2.4	Evolution du débit masse	145
5.2.5	Bilan sur l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur	148
5.3	Influence du taux de remplissage	149
5.3.1	Configuration à 43 %	149
5.3.2	Configuration à 36 %	151
5.3.3	Comparaison avec la configuration de référence	154
5.3.4	Bilan sur l'influence du taux de remplissage	161
5.4	Conclusion	162

5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de faire varier les conditions de fonctionnement pour caractériser le comportement de la BDG, que ce soit en termes de topologie d'écoulement ou de performances globales obtenues. La géométrie, les types de conditions aux limites et les coefficients des modèles de changement de phase restent inchangés. Dans un premier temps, la section 5.2 porte sur une analyse de sensibilité à la puissance imposée à l'évaporateur, où cette dernière est divisée par deux par rapport à la configuration de référence. Ensuite, l'influence du taux de remplissage est étudiée dans la section 5.3, où la configuration de référence est comparée avec les valeurs de taux de remplissage de 43 % et 36 %. Enfin, la section 5.4 vient conclure cette analyse de sensibilité.

A cause de la topologie très changeante de l'écoulement bulles-bouchons, il est délicat de comparer les différentes configurations à partir des champs complets instantanés. Les champs moyennés (sur des fenêtres temporelles à définir) nous semblent plus appropriés. L'évolution des régimes d'écoulement d'après la fraction volumique de phase ne sera donc pas décrite. L'analyse est d'abord restreinte aux outils quantitatifs présentés dans le chapitre 4 pour caractériser les performances. Les différentes approches de post-traitement seront traitées successivement pour permettre de tirer des conclusions intermédiaires. Dans un premier temps, la résistance thermique et la constante de temps sont calculées à partir du bilan dans les parois solides. Les tendances d'évolution le long de la fibre neutre sont ensuite proposées. L'attention est également portée sur les variations du débit masse à travers les différentes sections de mesure de la BDG. Chaque section se termine par un bilan général des différences avec la configuration de référence. Le champ moyen et l'écart-type de fraction volumique de phase seront alors présentés afin d'illustrer la nature des écoulements.

5.2 Influence de la puissance imposée à l'évaporateur

Dans cette section, l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur est étudiée. Dans le cas considéré, celle-ci est divisée par deux, soit 115 W (57,5 W par paroi solide). Une rampe de 5 s est toujours appliquée, comme illustré sur la Figure 5.1. L'état initial de la BDG est strictement inchangé : le fluide est toujours au repos à une température uniforme de 293,15 K et le liquide occupe 50 % du volume de la BDG.

5.2.1 Bilan dans le solide

Cette section concerne l'analyse de l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur sur les indicateurs de performance globale de la BDG : la résistance thermique et la constante de temps. Le bilan de puissance sur les frontières de la paroi solide intérieure est présenté sur la Figure 5.2.

Comme dans le chapitre 4, l'opposé des puissances négatives est tracé (au condenseur et à la frontière solide/fluide de l'évaporateur) afin de mieux situer leurs courbes par rapport aux puissances positives (à l'évaporateur et à la frontière solide/fluide du condenseur). De plus, la moyenne glissante selon une fenêtre de 0,5 s est également appliquée pour lisser les fluctuations et limiter le recouvrement des courbes. Les tendances

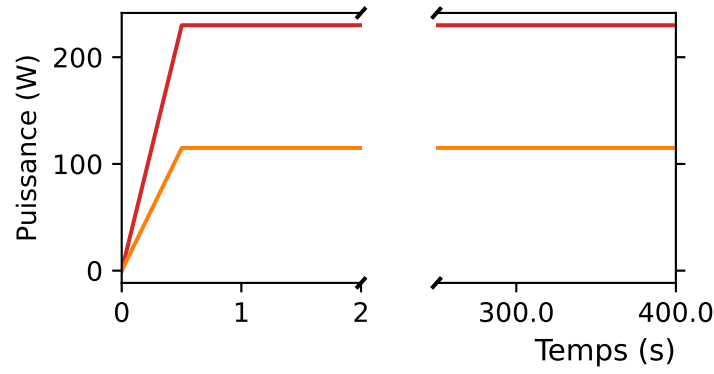


FIGURE 5.1 – Variation de la puissance imposée à l'évaporateur.

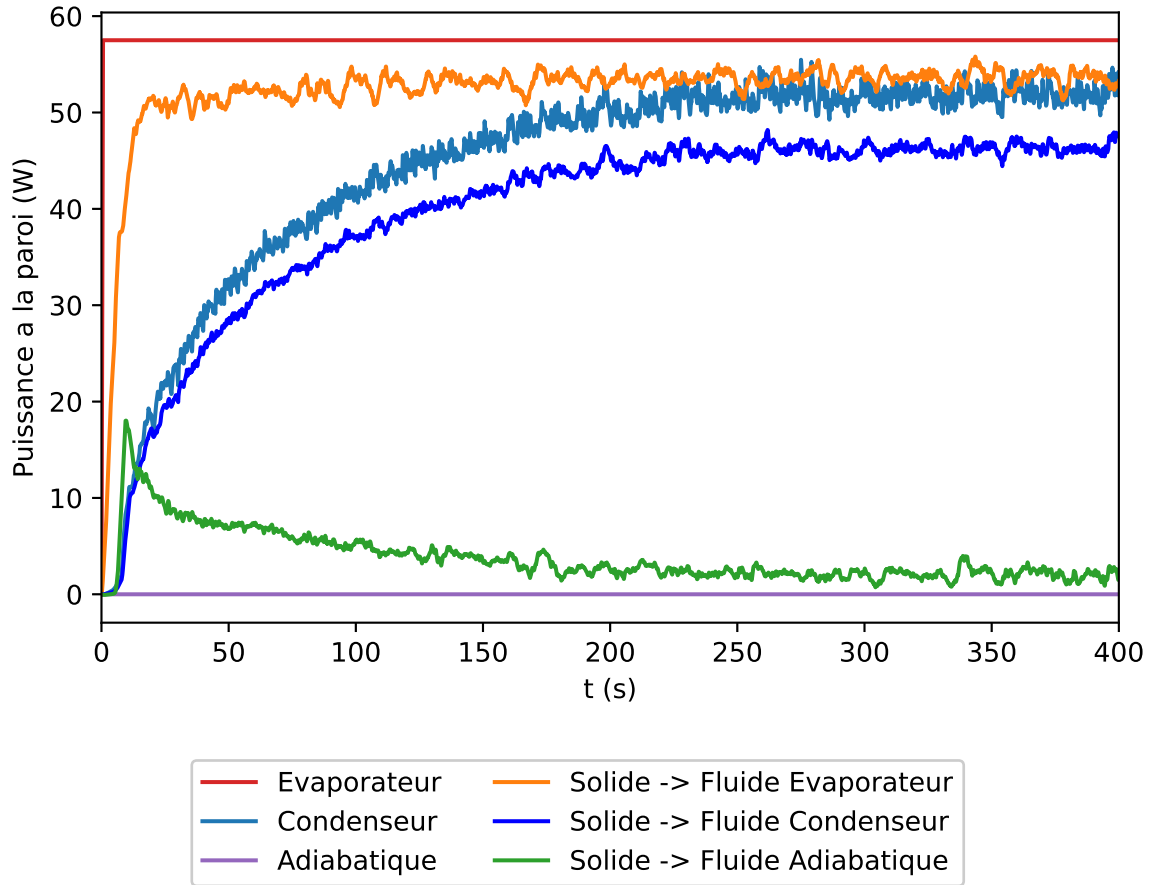


FIGURE 5.2 – Bilan de puissance sur les parois solides lissé pour la puissance de 57,5 W.

d'évolution sont similaires à celles de la configuration de référence. D'abord, comme dans la configuration de référence, la puissance est transmise à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur en quelques secondes, pour atteindre une valeur légèrement supérieure à 50 W. Un calcul rapides des constantes de temps conductive indique qu'il s'agit (dans une première approximation) de la dynamique de diffusion dans le liquide qui pilote (de par sa lenteur) cette montée en puissance ($\tau_s = e^2/\alpha_s \approx 0,7\text{ s}$ et $\tau_l = c^2/\alpha_l \approx 10\text{ s}$). La

puissance transmise au condenseur suit toujours une évolution asymptotique, avec une puissance évacuée qui s'approche de la puissance transmise au fluide à travers la paroi/-solide fluide de l'évaporateur. La puissance transmise à travers la paroi solide/fluide en vis-à-vis des parois adiabatiques suit la même allure que dans la configuration de référence, mais son amplitude est approximativement divisée par 2. Au moins à ces niveaux de flux, la linéarité de diffusion dans la paroi est ainsi notable.

Afin de caractériser quantitativement les différences avec la configuration de référence, les constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur et à travers le condenseur sont présentées sur la Figure 5.3. Le temps de réponse à travers le solide de l'évaporateur est très court, aux alentours de 5 s, comme dans le cas de référence. De même, la constante de temps de la BDG globale est de 55,56 s, soit une diminution de seulement une seconde par rapport à la configuration de référence. Une différence notable est cependant observée sur la puissance évacuée au condenseur. Avec seulement 51,7 W transférés à 400 s, c'est environ 90 % de la puissance apportée à l'évaporateur qui est évacuée, le reste étant encore stocké dans la BDG. A titre de comparaison, ce rapport est d'environ 92,8 % dans la configuration de référence.

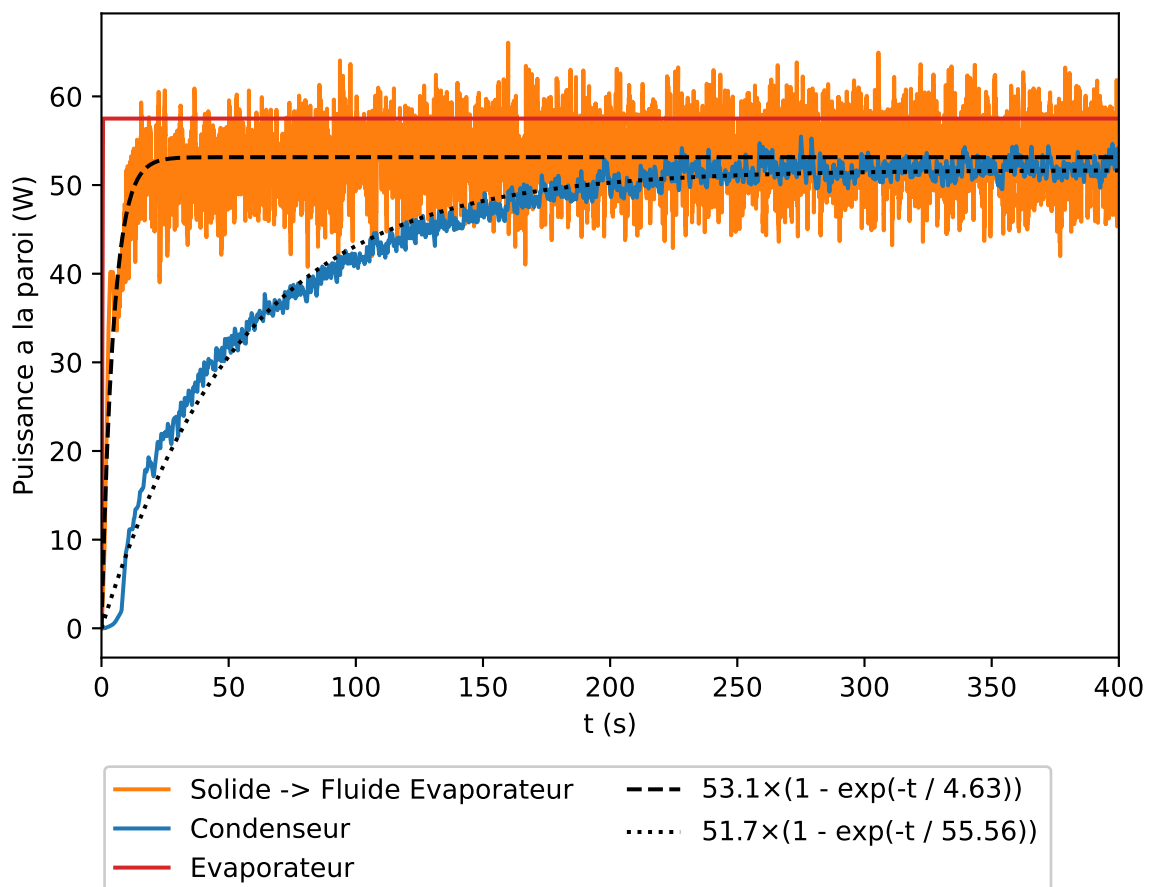


FIGURE 5.3 – Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour la puissance de 57,5 W.

Le dernier point de comparaison avec la configuration de référence du point de vue des

performances concerne la résistance thermique. En régime pseudo-permanent, les températures des parois de l'évaporateur et du condenseur sont respectivement de 331,48 K et de 297,68 K. Avec une puissance imposée de 115 W, la résistance thermique est donc de $0,294 \text{ K W}^{-1}$. Quand bien même la hausse de température à la paroi de l'évaporateur soit beaucoup plus mesurée (environ 30 K inférieure), la résistance thermique est légèrement plus élevée lorsque la puissance est de 57,5 W. L'augmentation de la résistance thermique avec la baisse de la puissance imposée à l'évaporateur s'explique par le déplacement du point de fonctionnement vers la gauche dans la courbe de saturation : pour générer un différentiel de pression suffisant pour déplacer la vapeur, il faut appliquer un écart de température plus élevé. Malgré tout, il s'agit là d'une faible résistance thermique, indiquant un très bon transfert de chaleur entre l'évaporateur et le condenseur.

5.2.2 Comportement le long de la fibre neutre

La comparaison avec la configuration de référence de l'évolution des variables primaires le long de la fibre neutre en régime pseudo-permanent est illustrée sur la [Figure 5.4](#). Pour les deux cas, le régime permanent tracé correspond à une fenêtre moyennée sur 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

Des profils de température d'allure très similaire sont observés sur la [Figure 5.4a](#), avec la température qui augmente légèrement avant l'entrée de l'évaporateur, puis nettement dans celui-ci. Dans les deux cas la température diminue légèrement dans la colonne vapeur. L'écoulement est ensuite isotherme dans la ligne vapeur. Une légère baisse de la température est observée à l'entrée du condenseur pour les deux configurations, suivie d'une nette baisse dans la transition avec la colonne liquide, associée à l'interface liquide-vapeur. Une différence de température d'environ 25 K est observée quelle que soit la position le long de la fibre neutre. De la même manière, la [Figure 5.4b](#) montre que la pression de fonctionnement dans la boucle est nettement plus faible lorsque la puissance est divisée par deux. Puisque la hausse de pression est liée à la différence de masse volumique entre le liquide et la vapeur lors du changement de phase, cela signifie que moins de vapeur est produite lorsque la puissance est plus faible. De plus, cet écart de température et de pression peut également être lié à la position sur la courbe de saturation par rapport à la température de la source froide. En effet, puisque la condition aux limites est identique au condenseur pour le refroidissement, la montée en température nécessaire pour déclencher suffisamment de condensation est moindre. La montée en pression nécessaire pour obtenir cet écart à la température de saturation est donc également moindre.

De légères différences de profils de fraction volumique de phase sont observées sur la [Figure 5.4c](#). D'abord, la zone d'apparition de la vapeur dans l'évaporateur est légèrement retardée. Ensuite, la quantité de liquide dans la colonne vapeur, dans la ligne vapeur et au condenseur est légèrement plus faible. Contrairement à ce que l'on pourrait attendre, les figures [5.4e](#) et [5.4f](#) montrent que la vitesse du fluide est plus élevée pour la puissance de 115 W. En effet, lorsque l'apport d'énergie est plus élevé, une plus grande quantité de vapeur est produite, ce qui accélérerait l'écoulement. En réalité, ce n'est pas tant la vitesse de la vapeur qui importe, mais bien son débit masse, qui sera abordé dans le prochain paragraphe. Différents aspects sont à considérer pour le lien entre la vitesse et le débit masse. D'une part, les figures [5.4a-b](#) ont montré d'importantes variations de la température et de la pression. Avec la pression et la température qui diminuent, il

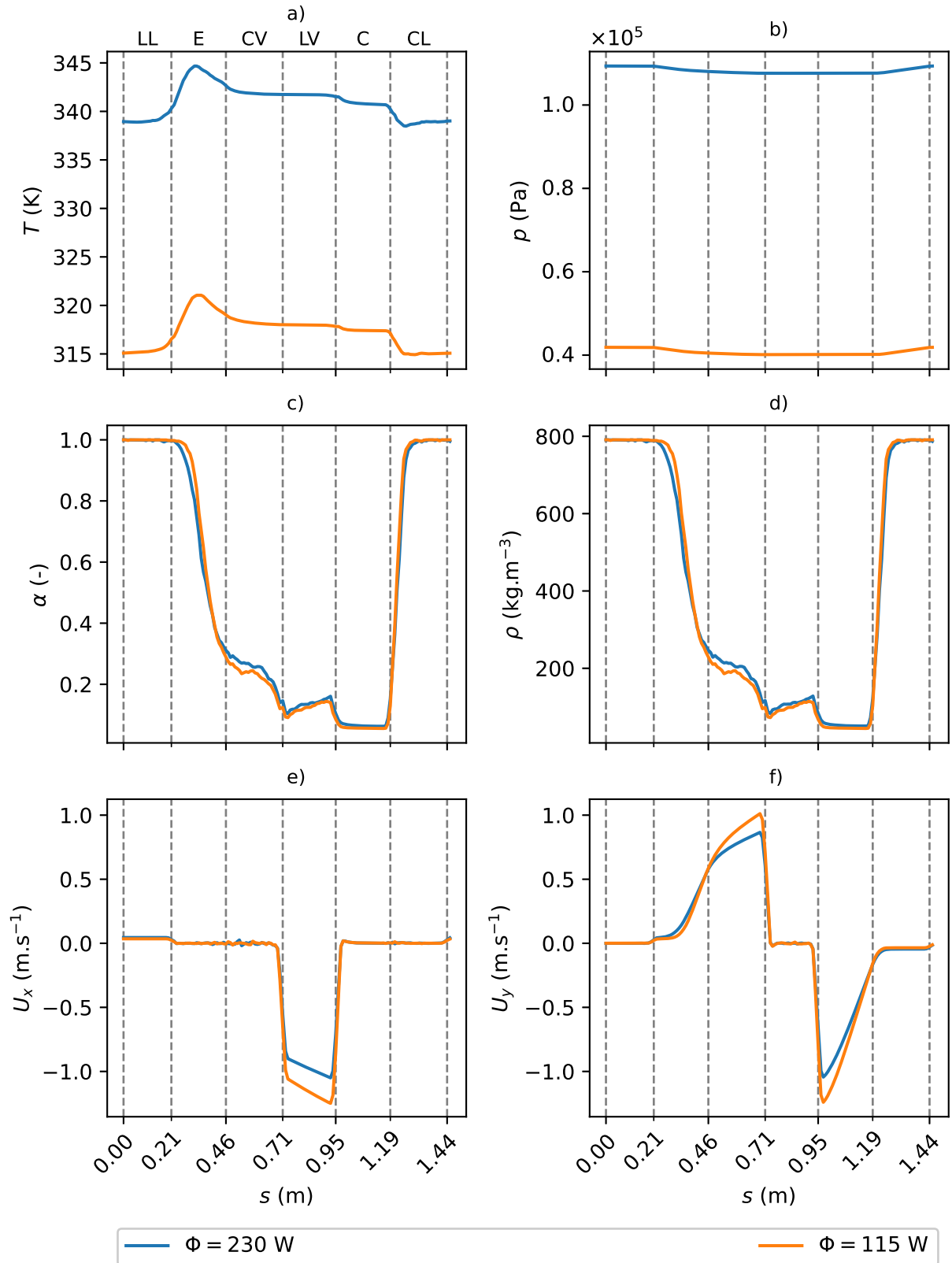


FIGURE 5.4 – Evolution des variables le long de la fibre neutre (moyenne glissante) avec la puissance imposée à l'évaporateur. Pour chaque cas les tracés sont effectués après une durée $t = 5\tau$. a) Température; b) Pression; c) Fraction volumique de phase; d) Masse volumique; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

n'est pas possible de déterminer directement si la masse volumique augmente ou diminue. Malheureusement, à cause de l'écart important entre la masse volumique du liquide et de la vapeur, les variations de masse volumique de la vapeur entre les deux cas ne sont pas visible sur la [Figure 5.4d](#). En utilisant les valeurs moyennées temporellement, la masse volumique est d'environ $1,25 \text{ kg m}^{-3}$ pour la puissance de 230 W contre environ $0,5 \text{ kg m}^{-3}$ pour la puissance de 115 W. Ce rapport de 2,5 est plus grand que le déficit de vitesse, ce qui indiquerait que le débit vapeur est effectivement plus élevé pour la puissance de 230 W. D'autre part, la [Figure 5.4c](#) a montré une plus grande quantité de liquide dans la colonne vapeur et dans la ligne vapeur. Si ce liquide tapisse les parois, la section de passage de la vapeur est davantage réduite, et la vitesse est plus élevée pour compenser le défaut de surface. Cette seconde hypothèse n'est bien entendu pas valable si la plus grande quantité de liquide est liée à une ébullition en geyser plus prononcée (fréquence plus élevée ou bouchons poussés plus gros). Dans la ligne liquide, la vitesse semble légèrement plus élevée pour la puissance de 230 W.

5.2.3 Champ moyen de fraction volumique

La [Figure 5.5](#) est une comparaison du champ complet de fraction volumique de phase moyennée et de l'écart-type associé en fonction de la puissance imposée à l'évaporateur. Pour chaque cas les valeurs sont calculées selon une fenêtre de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$. Dans les deux configurations, le champ moyenné de fraction volumique de phase montre qu'une fois le régime pseudo-permanent atteint, les parois ne sont pas asséchées. Sans surprise, on observe également que la hauteur de liquide se situe à la même position en moyenne. La principale différence se situe dans l'évaporateur. La position de la transition liquide-vapeur est plus proche de l'entrée pour la puissance de 230 W que pour celle de 115 W. Cela signifie que les bulles sont créées à une hauteur plus en aval de l'évaporateur lorsque la puissance est plus faible. Cette observation se retrouve également sur les écart-types, puisque les variations de fraction volumique de phase apparaissent dès l'entrée de l'évaporateur pour la puissance de 230 W, alors qu'elles se situent environ au quart de l'évaporateur pour la puissance de 115 W.

Au condenseur, les champs moyennés illustrent un rétrécissement de la zone de transition liquide-vapeur lorsque la puissance imposée diminue. Ce rétrécissement est encore plus visible avec les écart-types. Cette variation de l'amplitude de déplacement du ménisque semble correspondre à une variation de l'amplitude des oscillations du débit masse dans la ligne liquide.

5.2.4 Evolution du débit masse

Ce paragraphe porte sur l'analyse des débits masse à travers différentes sections dans la BDG : dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur. Pour rappel, les positions de ces sections dans la BDG sont indiquées sur la [Figure 4.9](#). D'abord, la comparaison porte sur le débit masse moyen, calculé par intégration du débit masse instantané. Ensuite, il s'agit d'étudier les modifications observées sur les densités spectrales de puissance du débit masse.

Le chapitre précédent a montré le caractère oscillatoire de l'écoulement dans la BDG. Les importantes variations de débit masse, comme illustrées sur la [Figure 4.32](#), ne per-

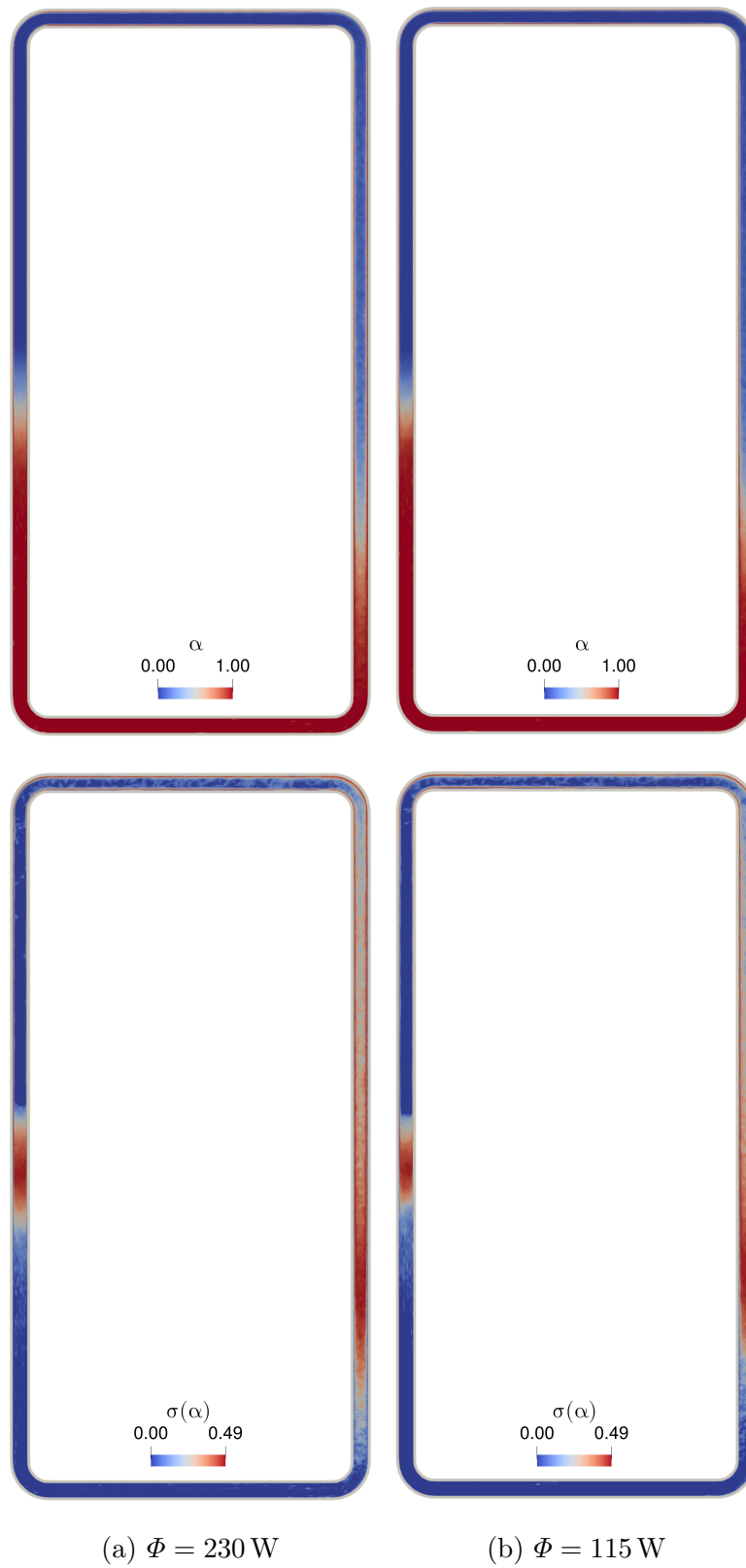


FIGURE 5.5 – Champs moyens (en haut) et écart-types (en bas) de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent selon la puissance imposée à l'évaporateur. Les valeurs sont calculées pour une fenêtre de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

mettent pas de tracer les évolutions instantanées pour comparer les débits masse selon la configuration. Pour quantifier ces débits, les débits masse moyens sont simplement calculés par intégration des débits masse instantanés. Pour chaque puissance, ces débits masse moyens, total et vapeur, dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur sont présentés dans le [Tableau 5.1](#).

Puissance imposée (W)	Débit masse ($10^{-5} \text{ kg s}^{-1}$)					
	Ligne liquide		Sortie évaporateur		Entrée condenseur	
	Total	Vapeur	Total	Vapeur	Total	Vapeur
230	323	0	322	5,54	323	10,2
115	239	0	239	2,43	240	5,06

TABLEAU 5.1 – Variation du débit masse moyen à travers différentes sections de la BDG avec la puissance imposée à l'évaporateur.

D'abord, ces chiffres illustrent la conservation du débit et l'écoulement entièrement liquide dans la ligne liquide. Le débit total diminue d'environ 25 % lorsque la puissance est divisée par 2. Ces valeurs sont cohérentes avec la diminution de l'amplitude de déplacement du ménisque dans la colonne du condenseur observée précédemment sur la [Figure 5.5](#). Puisque le débit de vapeur est très faible devant le débit total, le débit de liquide suit la même évolution que le débit total. Cela signifie donc qu'une plus grande quantité de liquide est propulsée lorsque la puissance imposée est plus grande. La formation des poches de vapeur et la propulsion du liquide y est favorisée, soit par une fréquence plus importante, soit par des bouchons de liquide plus gros.

Pour les deux configurations, le débit masse moyen de vapeur augmente entre la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur. La poursuite de l'évaporation aux interfaces des poches qui remontent la colonne vapeur pourrait expliquer cet écart, puisque le liquide propulsé provient de l'évaporateur, et est éventuellement en état surchauffé. La vaporisation du liquide contenu dans les bouchons explique l'augmentation du débit de vapeur à l'entrée du condenseur en comparaison au débit vapeur en sortie de l'évaporateur. On notera également que le débit masse moyen de vapeur est divisé par environ 2 lorsque la puissance est divisée par 2, ce qui vient compléter notre analyse précédente à propos de l'évolution de la vitesse sur la [Figure 5.4](#).

Par ailleurs, les réponses fréquentielles obtenues pour les débits masse dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur sont présentées sur la [Figure 5.6](#). Le même pic que pour la configuration de référence est observé dans la ligne liquide, pour une fréquence quasiment identique de valeur 0,79 Hz. La puissance imposée ne semble donc pas avoir d'influence sur les oscillations de la colonne de liquide¹. L'allure de la réponse fréquentielle à la sortie de l'évaporateur est similaire à celle du cas de référence, sauf que la fréquence dominante n'est plus celle des oscillations dans la ligne liquide. Elle se situe désormais aux alentours de 5 Hz, dans la zone où l'amplitude réaugmentait sur la [Figure 4.34](#). Comme dans la configuration de référence, la fréquence dominante à

1. Contrairement au taux de remplissage, qui sera abordé dans la suite de ce chapitre.

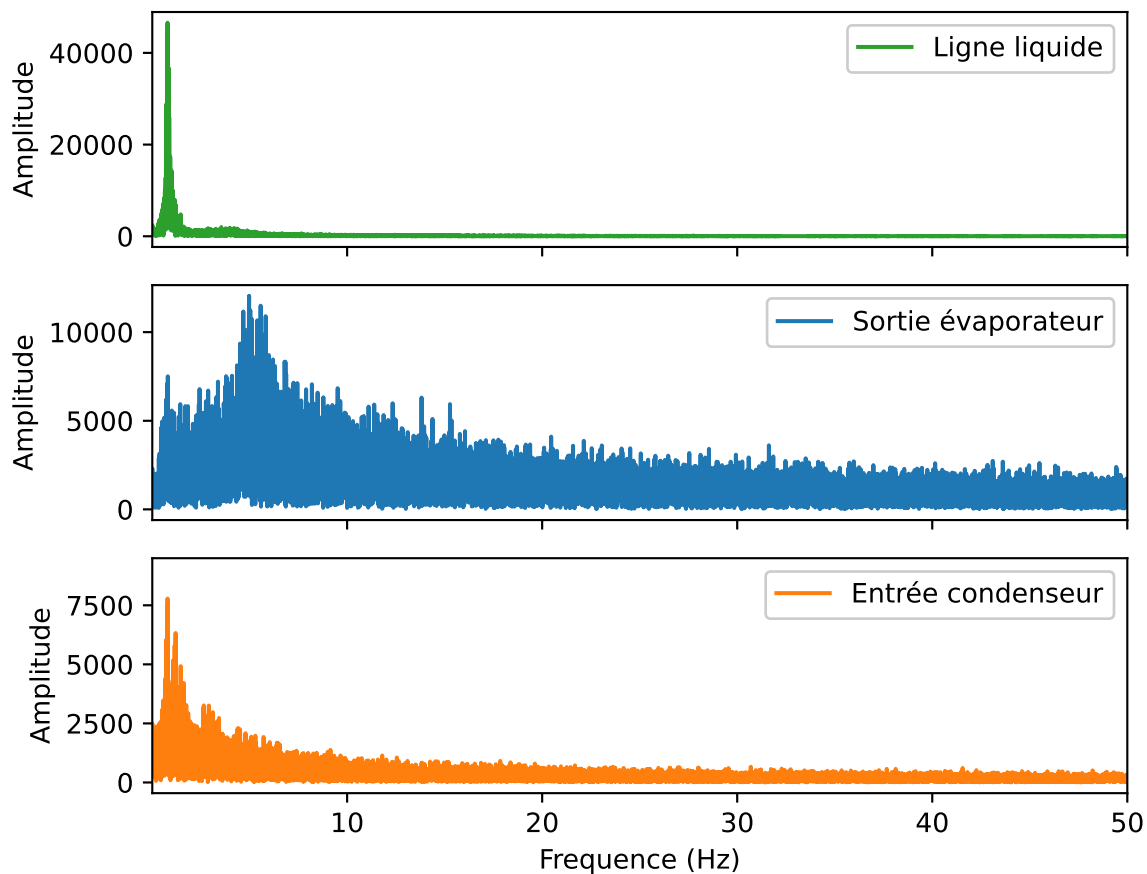


FIGURE 5.6 – Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour la puissance de 57,5 W.

l'entrée du condenseur est la même que dans la ligne liquide. Une décroissance rapide de l'amplitude autour de ce pic est également observée, ce qui indique l'importance de l'énergie portée à cette fréquence comparée au reste du spectre.

5.2.5 Bilan sur l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur

Cette section est un bref récapitulatif des résultats de la comparaison entre la configuration de référence et une puissance imposée à l'évaporateur de 115 W. Les constantes de temps sont similaires, avec un régime pseudo-permanent atteint aux alentours de 4 min 40 s, très légèrement à l'avantage de la puissance de 115 W. La résistance thermique est plus élevée à plus faible puissance. Selon ces deux critères, la BDG est plus performante lorsque la puissance est de 230 W. Il faut toutefois noter que cela implique une température de fonctionnement plus élevée de l'ordre de 25 K et une pression de fonctionnement plus que doublée, qui peuvent être plus critiques pour la tenue thermomécanique de la BDG. Utiliser deux BDG (ou de manière équivalente doubler la profondeur de la BDG) est donc un moyen efficace de mitiger ces effets néfastes. Le débit masse total diminue d'environ 25 % lorsque la puissance est divisée par 2, et le débit masse de vapeur est

environ divisé par 2. La fréquence des oscillations du débit masse dans la ligne liquide est identique.

5.3 Influence du taux de remplissage

Cette section porte sur l'étude des variations des performances de la BDG avec le taux de remplissage. En plus de la configuration de référence à 50 % de remplissage, deux autres valeurs sont proposées : 43 % et 36 %. Dans le cas de la modification du taux de remplissage, les sollicitations thermiques sont inchangées mais l'état initial diffère. La diminution du niveau de liquide se traduit directement par un plus faible écart de pression hydrostatique entre le ménisque et le bas de la BDG. Cette diminution a également un impact sur l'immersion de l'évaporateur. Avec le taux de remplissage de 50 %, à l'état initial, la sortie de l'évaporateur coïncidait avec le ménisque. Ce n'est plus le cas pour les taux de remplissage de 43 % et 36 %, où une partie de l'évaporateur est asséchée au démarrage de la BDG. Aussi, s'il y a moins de liquide, le volume de vapeur augmente, et en particulier le volume compressible augmente. On s'attend d'emblée à ce que la pression augmente de façon plus modérée avec la production de vapeur.

Puisque, contrairement à la section précédente portant sur la puissance à l'évaporateur, deux cas sont ici confrontés à la configuration de référence, les résultats des différentes analyses de données sont présentés séparément pour chaque configuration : d'abord le taux de remplissage de 43 % au paragraphe 5.3.1 puis celui de 36 % au paragraphe 5.3.2. L'ensemble de ces résultats est ensuite analysé au paragraphe 5.3.3.

La modification des profils de pression et de fraction volumique de phase le long de l'abscisse curviligne à l'état initial est illustrée sur la Figure 5.7. La pression du ménisque est identique pour tous les cas puisque celle-ci est égale à la pression de saturation, déterminée par la température initiale imposée. Ensuite, la pression hydrostatique diffère selon la hauteur de liquide. Pour les autres variables, les profils sont indépendants du taux de remplissage.

5.3.1 Configuration à 43 %

Cette section porte sur la présentation des résultats obtenus pour le taux de remplissage de 43 %. Le niveau de liquide dans la BDG est donc de 18 cm. Dans un premier temps la constante de temps et la résistance thermique sont obtenues par le bilan dans le solide. Les spectres d'énergie du débit masse sont ensuite tracés.

5.3.1.i Bilan dans le solide

La section précédente a montré que l'allure du bilan de puissance sur les parois solides n'était pas particulièrement affectée par la variation de la puissance imposée à l'évaporateur. Il en est de même pour la variation du taux de remplissage, et les courbes associées ne sont donc pas tracées ici. Le bilan dans le solide se concentre donc sur les résultats quantitatifs pour la constante de temps, l'amplitude de la puissance transmise en régime pseudo-permanent et la résistance thermique. L'évolution des puissances transférées à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur et à travers le condenseur est présentée sur la Figure 5.8.

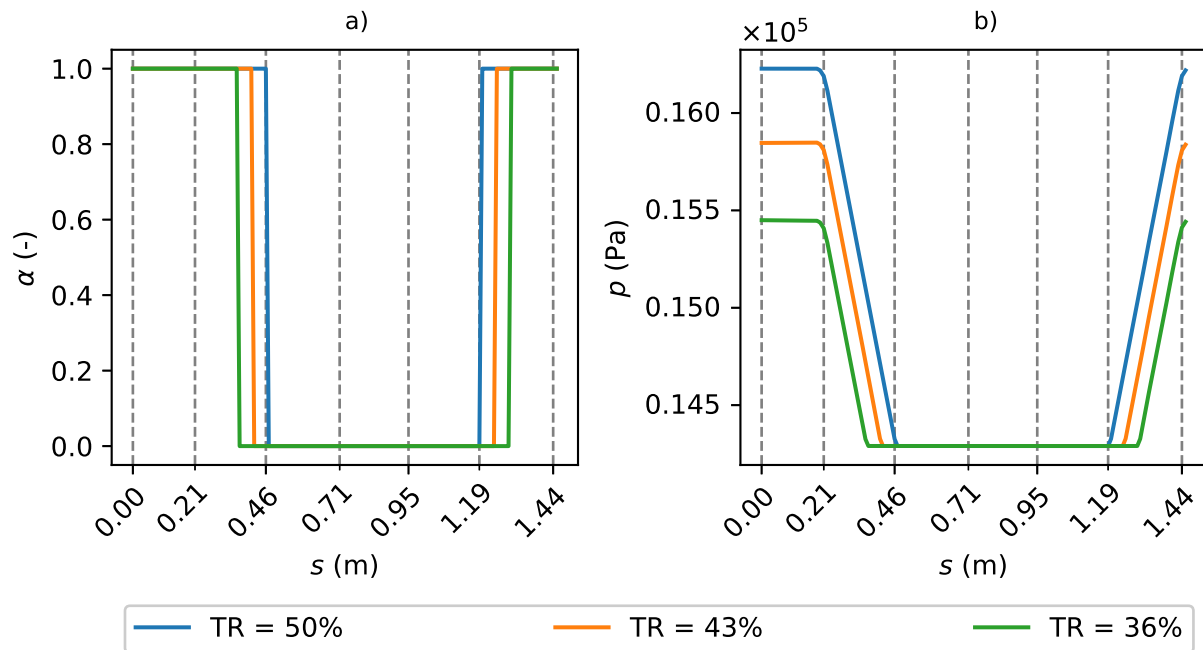


FIGURE 5.7 – Variation des profils de fraction volumique de phase et de pression le long de l'abscisse curviligne à l'état initial avec le taux de remplissage (TR). Les profils des autres variables ne sont pas tracés puisqu'indépendants du taux de remplissage.

A travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur, la constante de temps est légèrement supérieure à la configuration de référence, mais toujours aux alentours de 4 s. Au condenseur, la constante de temps est de 49,85 s, soit presque 7 s de moins que dans la configuration de référence.

En régime pseudo-permanent, les températures des parois de l'évaporateur et du condenseur sont respectivement de 360,82 K et de 302,16 K. Avec une puissance imposée de 230 W, la résistance thermique est donc de $0,255 \text{ K W}^{-1}$. Celle-ci est légèrement plus faible que pour la configuration de référence. On notera également un écart plus important entre la puissance imposée à l'évaporateur et celle évacuée au condenseur que pour la configuration de référence. Ici la puissance évacuée est de 101,9 W contre 107,8 W, alors que la puissance imposée est identique.

Les valeurs des constantes de temps et des résistances thermiques seront analysées dans la suite du chapitre avec les valeurs obtenues pour le taux de remplissage de 36 %.

5.3.1.ii Oscillations du débit masse

Cette section porte sur les réponses fréquentielles obtenues pour les débits masse dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur, qui sont présentées sur la Figure 5.9. La fréquence dominante des oscillations du débit dans la ligne liquide est toujours nettement visible, de valeur 0,86 Hz, légèrement plus élevée que pour la configuration de référence. A la sortie de l'évaporateur, ce pic de fréquence est toujours présent. Cependant il ne s'agit plus de la fréquence dominante puisqu'une autre fréquence se détache aux alentours de 5 Hz. Une légère augmentation d'amplitude a déjà été observée à

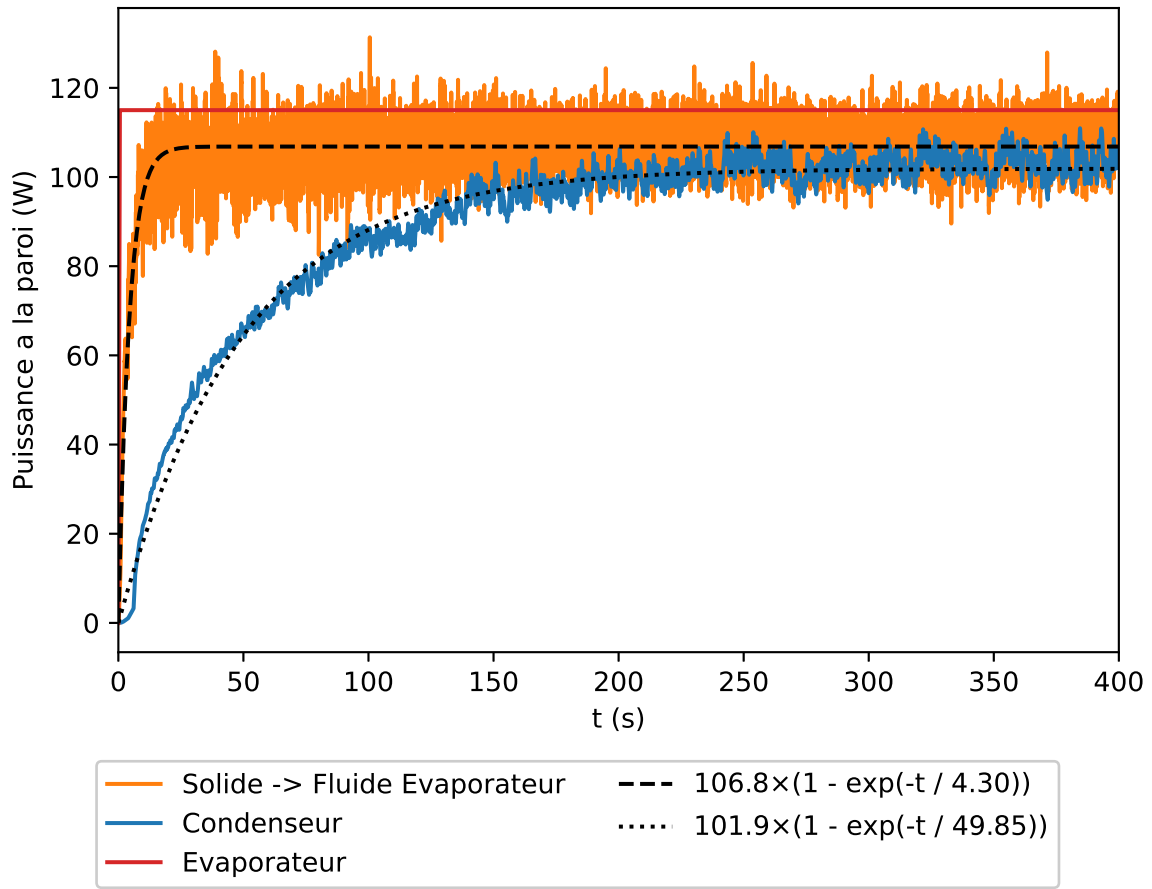


FIGURE 5.8 – Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour le taux de remplissage de 43 %.

cette fréquence pour la configuration de référence (voir [Figure 4.34](#)). Nous avons alors supposé que l'enrichissement du spectre par rapport à celui de la ligne liquide était dû aux variations de débit suite aux passages successifs de bulles de vapeur et de bouchons de liquide. Cela suggère donc que les oscillations du niveau de liquide sont moins dominantes par rapport à l'écoulement bulles-bouchons, au taux de remplissage 43 % qu'à 50 %. Par contre, cela ne permet pas forcément de conclure que l'ébullition en geyser est plus importante dans une configuration qu'une autre, puisqu'il est possible que ce soit l'influence des oscillations de débit masse dans la ligne liquide qui varie selon la configuration.

5.3.2 Configuration à 36 %

Cette section porte sur la présentation des résultats obtenus pour le taux de remplissage de 36 %. La hauteur de liquide dans la BDG est de 13 cm. Comme précédemment, le bilan dans la paroi solide permet dans un premier temps la détermination de la constante de temps et de la résistance thermique. Ensuite, les spectres d'énergie du débit masse sont tracés.

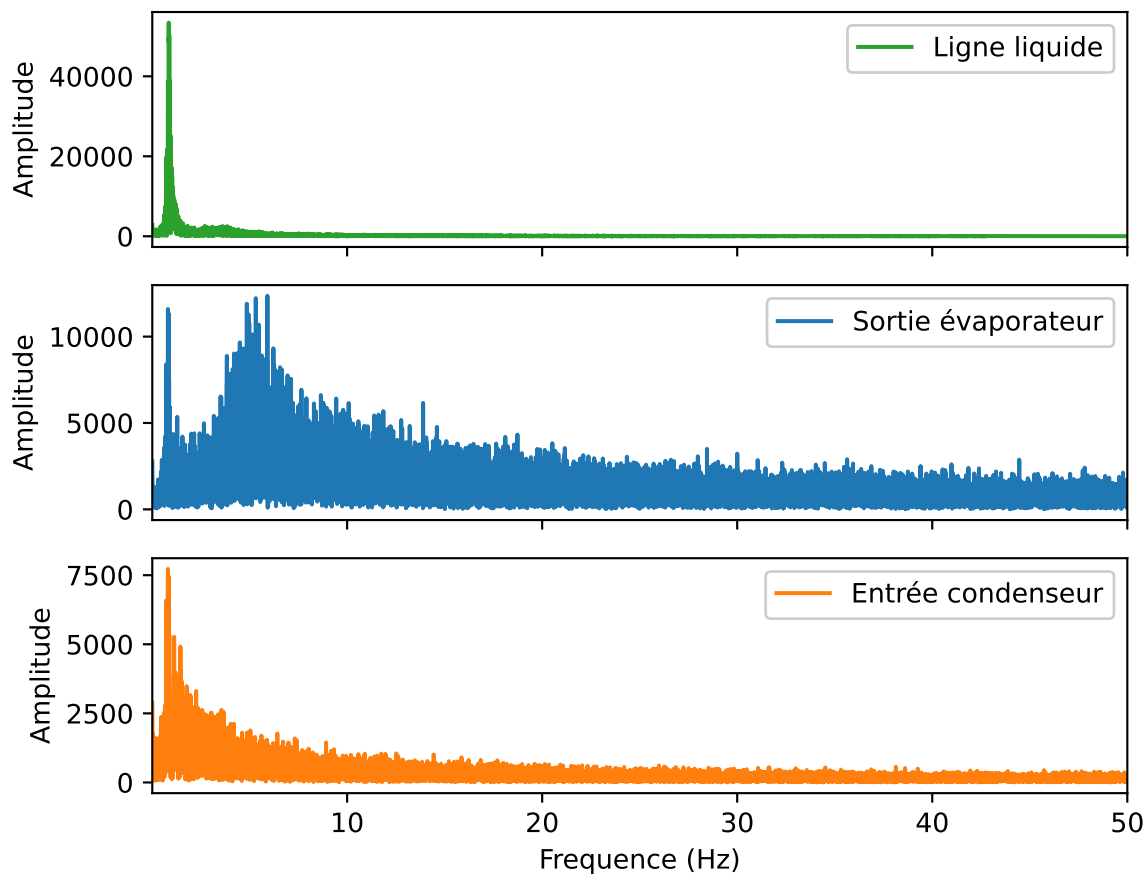


FIGURE 5.9 – Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour un taux de remplissage de 43 %.

5.3.2.i Bilan dans le solide

Comme pour le taux de remplissage de 43 %, le bilan dans le solide porte sur la présentation des indicateurs de performance, c'est-à-dire la constante de temps et la résistance thermique. Pour cela, l'évolution des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers le condenseur est présentée sur la Figure 5.10, avec la régression exponentielle du premier ordre en temps.

La constante de temps à travers la paroi solide/fluide de l'évaporateur vaut environ 5 s, légèrement supérieure à celle du taux de remplissage de 43 %. La légère augmentation de la constante de temps avec le taux de remplissage peut être liée à la différence de conductivité thermique entre le liquide et la vapeur. Puisque celle-ci est plus faible pour la vapeur, la chaleur est moins bien transférée de la paroi au fluide dans la partie asséchée. Les valeurs sont tout de même très proches car l'ébullition provoque rapidement une montée du liquide, et avec la formation de poches, l'évaporateur devient tapissé de liquide.

Une tendance de diminution de la constante de temps quand le taux de remplissage diminue semble se dégager pour la puissance évacuée au condenseur, puisque celle-ci est presque 7 s (43,03 s à 36 % contre 49,85 % à 43 %) plus petite que pour le cas à 43 %, soit 14 s par rapport à la configuration de référence. Le régime pseudo-permanent est donc

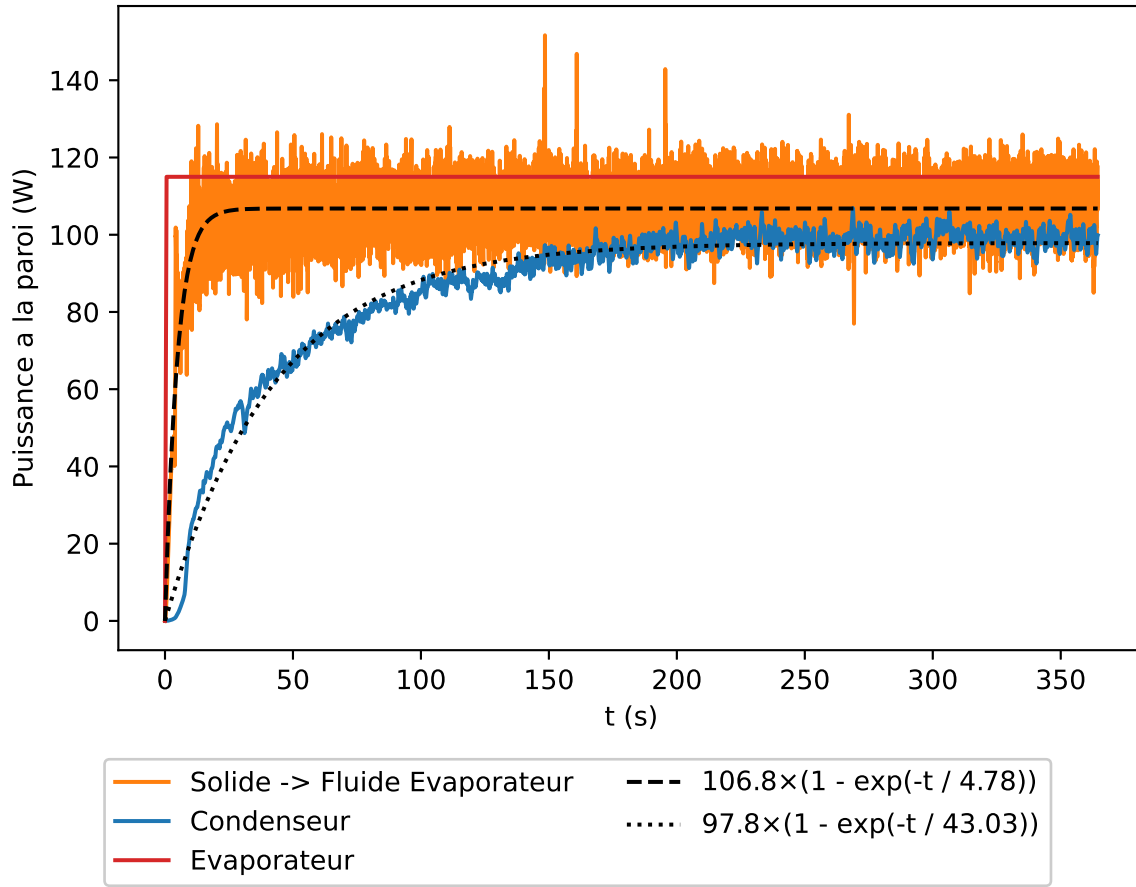


FIGURE 5.10 – Constantes de temps des puissances transférées à travers la paroi solide/-fluide de l'évaporateur et à travers la paroi du condenseur pour le taux de remplissage de 36 %.

atteint plus d'une minute plus tôt.

On notera également que la puissance asymptotique évacuée au condenseur est encore un peu plus faible par rapport à la configuration de référence : 97,8 W pour 36 % de taux de remplissage, contre 101,9 W à 43 % et 107,8 W à 50 %.

En régime pseudo-permanent, les températures des parois de l'évaporateur et du condenseur sont respectivement de 358,74 K et de 301,76 K. Avec une puissance imposée de 230 W, la résistance thermique est donc de $0,248 \text{ K W}^{-1}$.

5.3.2.ii Oscillations du débit masse

Ce paragraphe porte sur la description spectrale du débit masse total, présentée sur la Figure 5.11. Comme pour les taux de remplissage de 50 % et 43 %, un pic de fréquence des oscillations du débit dans la ligne liquide est observé. La fréquence associée est de 0,97 Hz, légèrement supérieure que pour les autres taux de remplissage. A la sortie de l'évaporateur, le pic d'amplitude à la fréquence de 0,97 Hz n'est pratiquement plus visible. Les fréquences associées à l'écoulement bulles-bouchons dominant désormais le spectre d'énergie. On observe donc, lorsque taux de remplissage diminue, une tendance de diminution de l'amplitude de la fréquence associée à ces oscillations par rapport à la

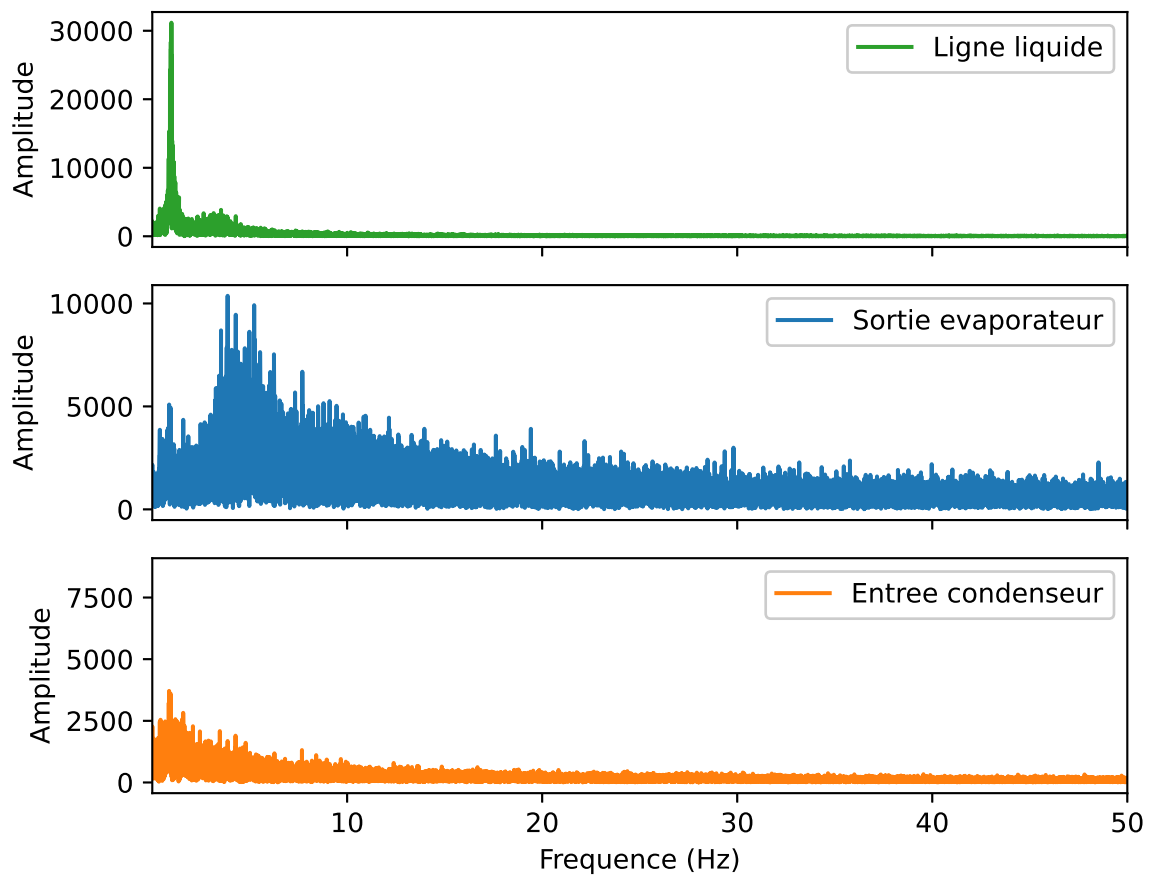


FIGURE 5.11 – Spectre d'énergie du débit masse total dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur pour un taux de remplissage de 36 %.

fréquence que nous associons à l'écoulement bulles-bouchons.

5.3.3 Comparaison avec la configuration de référence

En complément des résultats présentés individuellement pour chaque taux de remplissage, cette section porte sur une confrontation directe des résultats des différentes configurations. D'abord les variations des profils de température dans les parois de l'évaporateur et du condenseur sont proposées. Ensuite l'attention est attirée sur l'évolution des variables primaires le long de la fibre neutre en régime pseudo-permanent. Enfin cette section se termine par un bilan sur le débit masse, avec les variations selon le taux de remplissage du débit masse moyen et de la fréquence des oscillations dans la ligne liquide.

5.3.3.i Profils de température dans le solide

Les profils de température dans la paroi solide de l'évaporateur et du condenseur en régime pseudo-permanent ($t = 5\tau$) sont respectivement présentés sur les [Figure 5.12](#) et [Figure 5.13](#). A l'évaporateur comme au condenseur, et ce pour les trois configurations, les profils de température sont séparés en trois zones : une courbe en cloche avec un niveau plutôt stable au cœur de l'évaporateur et une pente importante aux extrémités.

Cette forme a été étudiée au chapitre 4 : les variations de température aux extrémités sont liées à la conduction le long de la paroi solide. A l'évaporateur la température de la paroi est plus élevée lorsque le taux de remplissage augmente, peu importe la position. La température est plus élevée à 50 % qu'à 43 % au début du condenseur, mais sur tout le reste du condenseur, elle est plus basse, et est même quasiment égale à la température du cas à 36 %. L'écart de température varie peu le long de la paroi de l'évaporateur. Par rapport à la configuration de référence il est de l'ordre de 3 K pour le taux de remplissage de 43 %, et d'environ 7 K pour celui de 36 %. Pour le taux de remplissage de 43 %, la zone la moins affectée par la conduction le long des parois solides (correspondant au plateau de température) commence environ 2 cm avant la configuration de référence. Aucun décalage n'est visible pour le cas à 36 %, ce qui ne permet pas de conclure sur son origine. Au condenseur, c'est à l'entrée que la différence de température entre les trois cas est la plus élevée. Ensuite, l'écart est très faible, inférieur au degré.

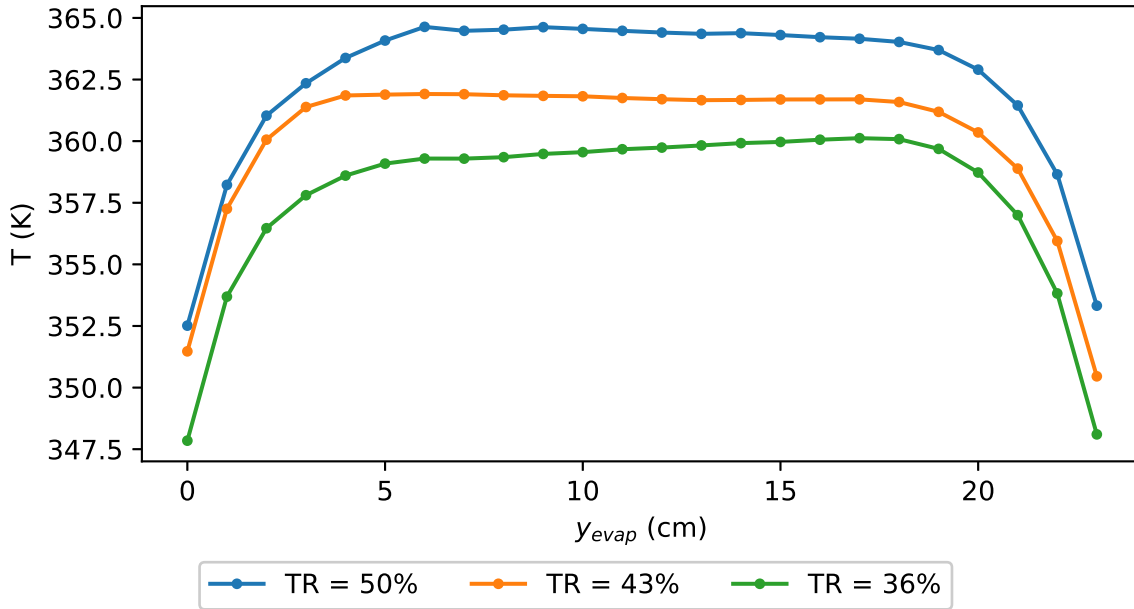


FIGURE 5.12 – Profil de température dans la paroi solide de l'évaporateur pour différents taux de remplissage. L'origine de l'échelle y_{evap} est située à l'entrée de l'évaporateur. Pour chaque cas les tracés sont effectués pour une fenêtre moyennée de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

Puisque l'augmentation de température est moins importante au condenseur qu'à l'évaporateur, c'est cette dernière qui pilote le plus l'augmentation de la résistance thermique avec le taux de remplissage. Une montée de la température de l'évaporateur plus faible correspond donc à un transfert de chaleur par changement de phase plus efficace lorsque le taux de remplissage est bas. Cette explication est cohérente avec l'augmentation de la température de saturation à cause des effets hydrostatiques. Toutefois, il faut également faire attention à ne pas trop diminuer le niveau de liquide sous peine d'assécher la paroi solide, et finalement dégrader le transfert thermique en augmentant le transfert de chaleur sensible. Malheureusement dans le temps imparti à ces travaux de thèse, la simulation d'une telle configuration n'a pas été possible.

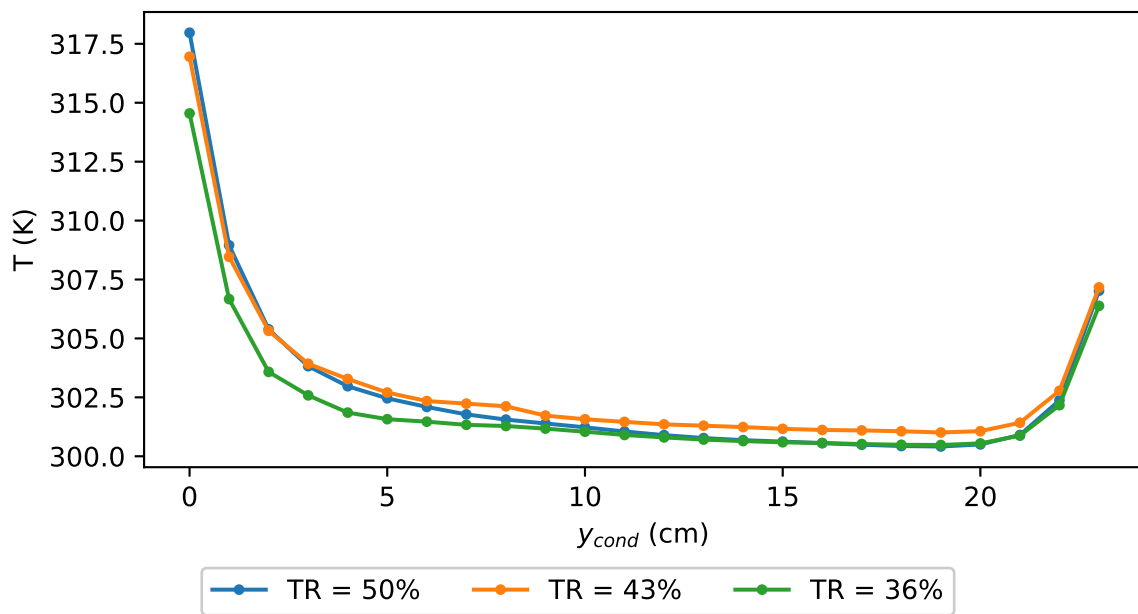


FIGURE 5.13 – Profil de température dans la paroi solide du condenseur pour différents taux de remplissage. L'origine de l'échelle y_{cond} est située à l'entrée de l'évaporateur. Pour chaque cas les tracés sont effectués pour une fenêtre moyennée de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

5.3.3.ii Comportement de l'écoulement le long de la fibre neutre

La comparaison avec la configuration de référence de l'évolution des variables primaires le long de la fibre neutre en régime pseudo-permanent est illustrée sur la Figure 5.14. Pour chaque cas, le régime pseudo-permanent tracé correspond à une fenêtre moyennée de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$.

L'augmentation de la température dans le solide avec le taux de remplissage est également observée dans le fluide sur la Figure 5.14a. Cette augmentation de la température du fluide est supérieure à celle dans le solide. On observe également un décalage vers la droite de la position du pic de température dans l'évaporateur (c'est-à-dire en aval de celui-ci) lorsque le taux de remplissage augmente. Une explication peut être que le liquide est davantage sous-refroidi à l'entrée de l'évaporateur pour une hauteur de liquide plus importante. En d'autres termes, la hauteur du liquide sous le ménisque à laquelle le changement de phase devient effectif doit être sensiblement la même, peu importe le taux de remplissage.

Deux différences sont à noter pour l'évolution de la pression sur la Figure 5.14b : l'augmentation de la pression avec le taux de remplissage d'une part, et le décalage du changement de pente dans la colonne liquide d'autre part. Lorsque le taux de remplissage augmente, la pression atteint une valeur plus élevée car le volume disponible pour la formation de vapeur est plus petit. Comme à l'état initial (voir Figure 5.7), le décalage du changement de pente est lié aux effets hydrostatiques, avec la hauteur de liquide qui diminue lorsque le taux de remplissage diminue. Ce décalage est nettement moins visible à l'évaporateur puisque l'ébullition tend à lisser la transition liquide-vapeur en moyenne. Cette observation est d'ailleurs confirmée par l'évolution de la fraction volumique de phase

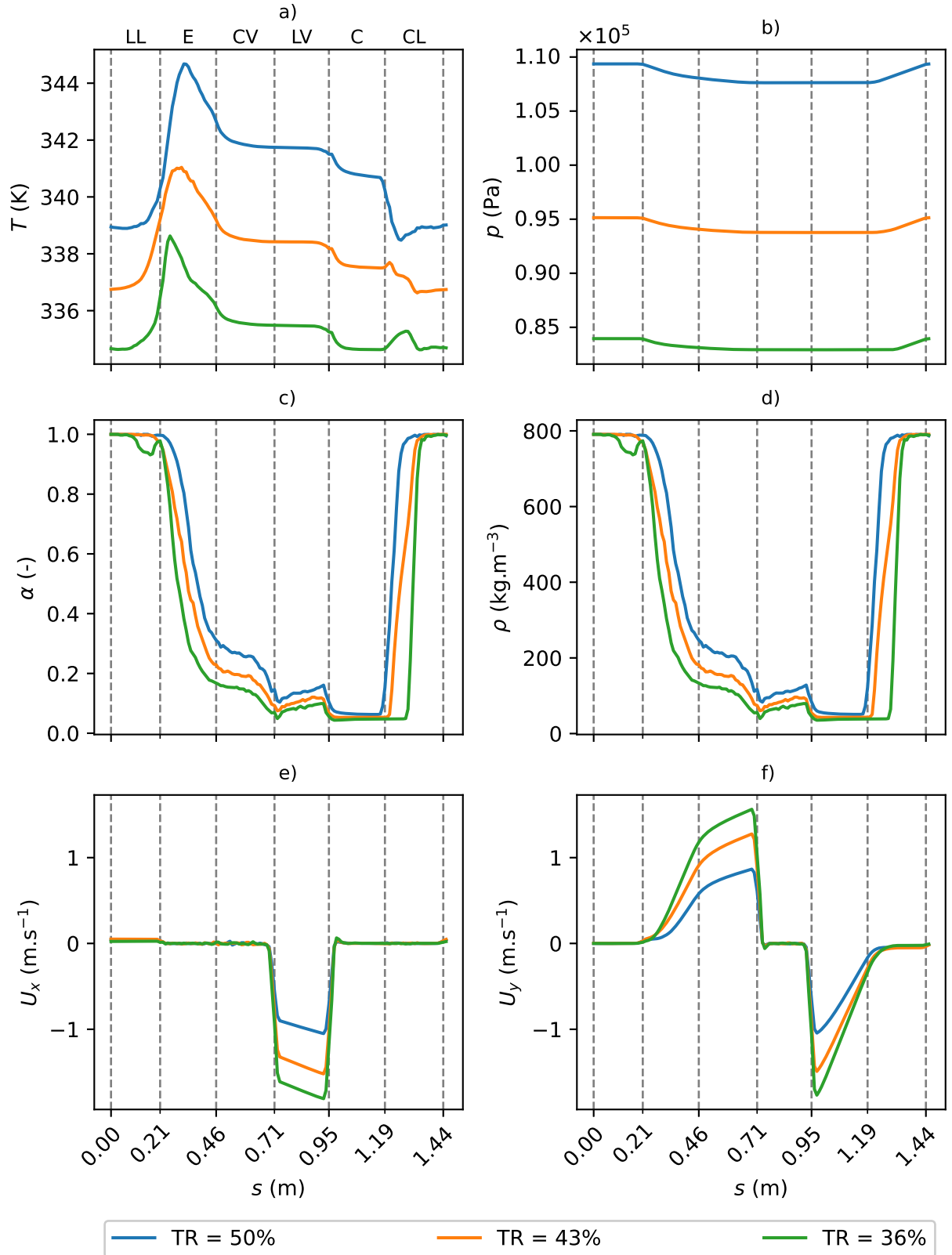


FIGURE 5.14 – Evolution des variables le long de la fibre neutre (moyenne glissante) avec le taux de remplissage (TR). Pour chaque cas les tracés sont effectués après une durée égale à 5 fois la constante de temps. a) Température ; b) Pression ; c) Fraction volumique de phase ; d) Masse volumique ; e) Vitesse selon x ; f) Vitesse selon y .

sur la [Figure 5.14c](#). On observe également un creux de fraction volumique de phase juste avant le coude entre la ligne liquide et l'évaporateur pour le taux de remplissage de 36 %, témoin de piégeage de vapeur. La présence de bulles piégées dans la ligne horizontale pourrait être associée à deux effets. D'une part nous avons illustré la conduction le long de la paroi solide, qui pourrait (bien que peu entendable) amener à la génération de bulles de vapeur en amont de l'évaporateur. D'autre part, ces bulles ont pu être emportées depuis l'évaporateur par les oscillations du débit masse dans la ligne liquide. Cette seconde hypothèse est la plus probable, puisque la [Figure 5.12](#) a montré que la température augmente fortement à l'entrée de l'évaporateur. En dehors des zones de transition liquide-vapeur dans l'évaporateur et dans la colonne liquide (c'est-à-dire dans la colonne vapeur, la ligne vapeur et le condenseur), la quantité de liquide diminue avec le taux de remplissage. Cela signifie donc que moins de liquide est propulsé lorsque le taux de remplissage est faible. En conséquence, le film de liquide au condenseur est plus mince, ce qui favorise les échanges conductifs à travers celui-ci, et pourrait expliquer les températures légèrement plus faibles observées sur la [Figure 5.13](#).

Les [Figure 5.14e](#) et [Figure 5.14f](#) illustrent l'augmentation nette de la vitesse de l'écoulement de vapeur lorsque le taux de remplissage diminue. Celle-ci est presque doublée entre les taux de remplissage de 50 % et 36 %. Comme dans le cas de la variation de la puissance imposée à l'évaporateur, cette variation de vitesse est à mesurer par rapport aux variations de la masse volumique avec la pression et la température. Les variations du débit masse seront étudiées dans la prochaine section.

5.3.3.iii Champ moyen de fraction volumique

La [Figure 5.15](#) est une comparaison du champ complet de fraction volumique de phase moyennée et de l'écart-type associé en fonction du taux de remplissage. Pour chaque cas les valeurs sont calculées selon une fenêtre de 10 s autour de l'instant $t = 5\tau$. La présence de vapeur à la fin de la ligne liquide pour le taux de remplissage de 36 %, évoquée dans le commentaire de la [Figure 5.14](#), est bien visible. En moyenne, une poche de vapeur se situe dans la partie supérieure de la conduite, par gravité. Elle semble effectivement coincée car les nuances orange associées à cette poche ne rejoignent pas l'entrée de l'évaporateur. Les nuances d'orange traduisent donc des allers-retours de la poche à cause des oscillations de débit masse. Cette succession de présence de liquide ou de vapeur est d'autant plus visible avec l'écart-type tracé.

Lorsque le taux de remplissage diminue, les champs moyennés illustrent une diminution du retard de la hauteur de déclenchement des bulles par rapport à l'entrée de l'évaporateur. Ceci est cohérent avec les analyses précédentes sur le lien entre la température de saturation et la hauteur de liquide.

Dans la colonne vapeur, les nuances de bleu sont de plus en plus foncées lorsque le taux de remplissage diminue. Cela signifie que le passage de bouchons de liquide représente une durée plus faible par rapport à l'écoulement de vapeur. Il n'est toutefois pas possible de conclure que moins de liquide est propulsé lorsque le taux de remplissage diminue, puisque les bouchons pourraient traverser la colonne vapeur plus rapidement, auquel cas ils pourraient être propulsés moins fréquemment. Cette alternance moins fréquente entre les poches de vapeur et les bouchons de liquide se retrouve également sur les écart-types plus faibles lorsque le taux de remplissage diminue.

Enfin, les différentes hauteurs de liquide sont nettement visibles dans le condenseur.

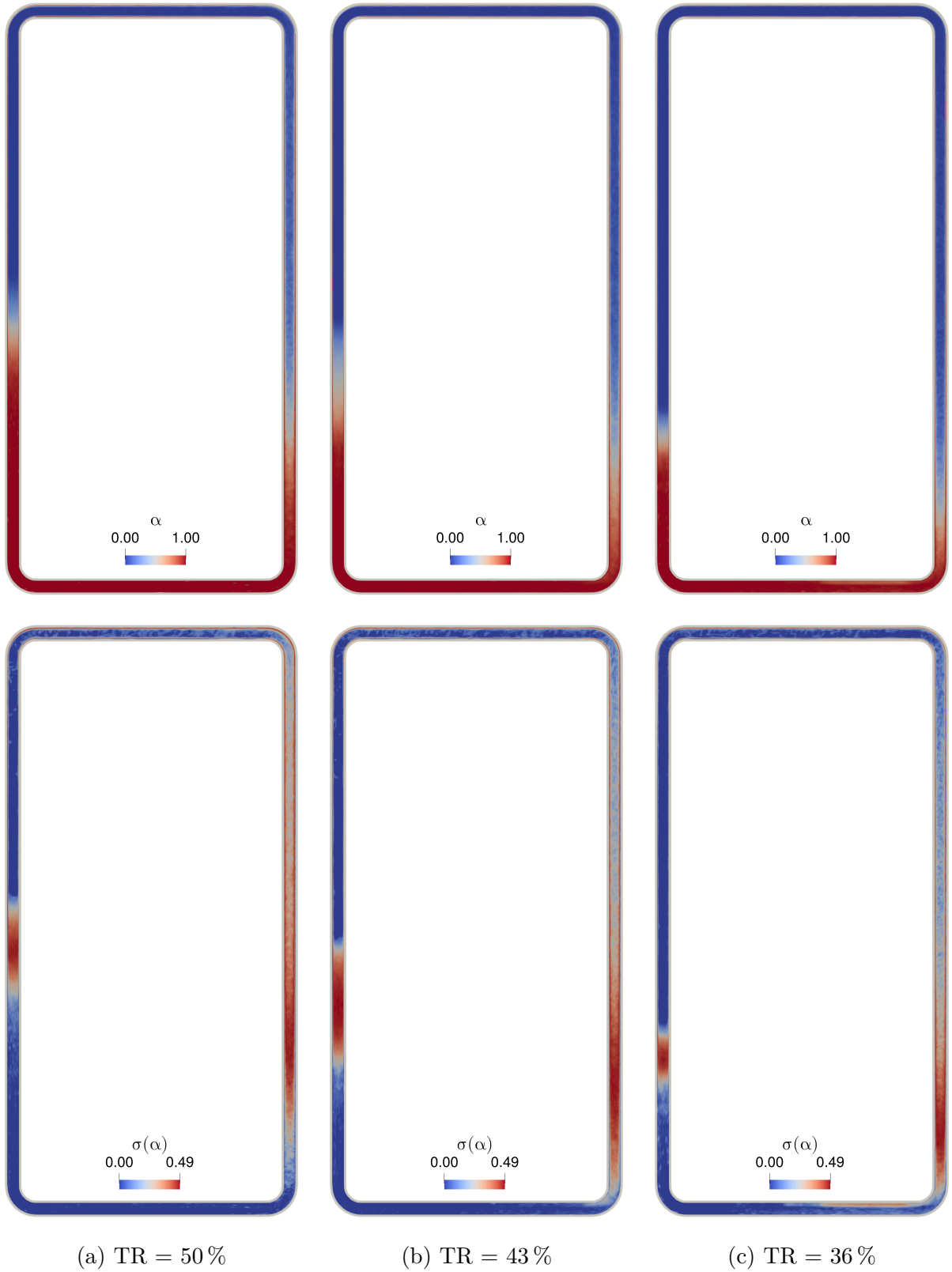


FIGURE 5.15 – Champs moyens (en haut) et écart-types (en bas) de fraction volumique de phase en régime pseudo-permanent selon le taux de remplissage (TR). Les valeurs sont calculées pour une fenêtre de 10s autour de l'instant $t = 5\tau$.

Dans toutes les configurations, le champ moyenné de fraction volumique de phase montre que les parois ne sont jamais asséchées en permanence, quand bien même la hauteur de liquide ne permette pas une submersion totale de l'évaporateur.

5.3.3.iv Bilan sur le débit masse

Cette section porte sur l'influence du taux de remplissage sur le débit masse à travers les différentes sections de mesure de la BDG. D'abord, la comparaison porte sur le débit masse moyen, calculé par intégration du débit masse instantané. Ensuite, il s'agit d'étudier les modifications observées sur les spectres d'énergie du débit masse.

Pour chaque taux de remplissage, les débits masse moyens, total et vapeur, dans la ligne liquide, à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur sont présentés dans le [Tableau 5.2](#).

Taux de remplissage (%)	Débit masse ($10^{-5} \text{ kg s}^{-1}$)					
	Ligne liquide		Sortie évaporateur		Entrée condenseur	
	Total	Vapeur	Total	Vapeur	Total	Vapeur
50	323	0	322	5,54	323	10,2
43	237	0	235	8,19	238	13,4
36	144	0	144	10,5	147	15,0

TABLEAU 5.2 – Variation du débit masse moyen à travers différentes sections de la BDG avec le taux de remplissage.

La conservation du débit total à travers les différentes sections est de nouveau respectée. Ensuite, on observe que celui-ci augmente fortement avec le taux de remplissage ; plus du double entre les taux de remplissage de 36 % et 50 %. C'est la tendance inverse qui est observée pour les débits masse de vapeur à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du condenseur : ceux-ci diminuent lorsque le taux de remplissage augmente. Ces deux observations sont cohérentes avec l'analyse des champs moyennés et de l'écart-type de la fraction volumique de phase sur la [Figure 5.15](#), qui suggérait une augmentation du temps de présence de vapeur dans la colonne vapeur par rapport au liquide lorsque le taux de remplissage diminue. Ces deux effets cumulés signifient une diminution du transfert de chaleur sensible pour chauffer le liquide et une augmentation du transfert latent lors du changement de phase à mesure que le taux de remplissage diminue.

Cette augmentation du débit masse de la vapeur (et de sa vitesse accessoirement) associée à une diminution de la résistance thermique est cohérente avec celle de [Wang et al. \(2022\)](#). En effet, en se basant sur les résistances thermiques, les auteurs indiquent que l'évolution de la vitesse est corrélée avec l'amélioration des transferts thermiques.

La [Figure 4.33](#) a mis en évidence un débit masse dans la ligne liquide alternant des valeurs positives et négatives, signes d'allers-retours de liquide entre la colonne de l'évaporateur et le condenseur. L'analyse fréquentielle des fluctuations de débits sur les figures [4.34](#), [5.9](#) et [5.11](#), respectivement pour les taux de remplissage de 50 %, 43 % et 36 %, ont

mis en évidence une fréquence dominante associée à ces allers-retours de liquide. Ces derniers sont liés à des oscillations d'hauteurs de liquide entre les deux colonnes, cherchant la position d'équilibre, telles le mouvement d'un pendule.

Cette dynamique oscillatoire dans une BDG est analogue à celle d'une colonne de liquide dans un tube en U. La fréquence d'oscillation libre f_U d'une colonne d'eau de longueur L , dans un tube en U ouvert aux deux extrémités s'écrit :

$$f_U = \left(2\pi\sqrt{L/2g}\right)^{-1} \quad (5.3.1)$$

Dans leur étude sur le fonctionnement d'une BDG en régime transitoire, [Vincent et Kok \(1992\)](#) proposent d'adapter cette relation avec un facteur d'ajustement F comme suit :

$$f_{BDG} = \left(F2\pi\sqrt{L/2g}\right)^{-1} \quad (5.3.2)$$

La longueur L correspond alors à la distance, en abscisse curviligne, entre les ménisques côté condenseur et côté évaporateur. Pour de l'eau, les auteurs indiquent que la valeur du coefficient F prend des valeurs décroissantes entre 1,41 et 1,01 lorsque la température augmente. Avec une relation de cette forme, la fréquence des oscillations augmente lorsque le taux de remplissage diminue. Les fréquences obtenues et les coefficients F associés sont présentés dans le [Tableau 5.3](#). Ces coefficients F sont calculés directement avec la relation [5.3.2](#) à partir du taux de remplissage et de la fréquence calculée par transformée de Fourier.

Taux de remplissage (%)	50	43	36
Longueur (m)	0,72	0,62	0,52
Fréquence calculée (Hz)	0,8	0,86	0,97
Coefficient F associé	1,039	1,042	1,015

TABLEAU 5.3 – Fréquence d'oscillation du liquide selon le taux de remplissage.

D'abord, l'augmentation de la fréquence des oscillations lorsque le taux de remplissage diminue est cohérente avec la formulation [5.3.2](#). De plus, les coefficients d'ajustement calculés sont très proches, en particulier pour les taux de remplissage de 50 % et 43 %. L'écart relatif est plus important entre les taux de remplissage 50 % et 36 %, bien qu'inférieur à 3 %. Le liquide piégé dans la ligne vapeur pourrait être source des écarts sur l'évolution de fréquence attendue, en diminuant la longueur effective de la colonne de liquide, et augmentant la fréquence obtenue. Les conclusions de cette étude sont donc similaires à celle de [Vincent et Kok \(1992\)](#), pour un fluide différent.

5.3.4 Bilan sur l'influence du taux de remplissage

Cette section est un récapitulatif des résultats de la comparaison entre les taux de remplissage de 50 %, 43 % et 36 %. En cohérence avec de nombreuses études à ce sujet ([Elkholy et Kempers, 2020](#); [Wang et al., 2022](#); [Yao et al., 2022](#)), nous avons montré que la résistance thermique diminue avec le taux de remplissage. Cette dépendance peut

s'expliquer d'une part par la diminution de la surchauffe de la paroi nécessaire pour déclencher l'ébullition avec la hauteur de liquide, et d'autre part par la diminution de l'épaisseur du film de liquide déposé sur les parois du condenseur. A cause de cela, la part de transfert sensible diminue au profit du transfert latent, augmentant l'efficacité de la BDG. Le changement de phase ainsi favorisé se traduit par un débit masse de vapeur plus important.

Puisque la constante de temps diminue également lorsque le taux de remplissage diminue, de tels systèmes sont d'autant plus performants. Ceci peut s'expliquer par une inertie du fluide plus faible lorsque le taux de remplissage diminue. On peut également conclure que la pression (et par conséquent la température de la vapeur) atteint une valeur plus faible en régime pseudo-permanent car le volume de vapeur disponible est plus grand.

L'analogie avec un tube en U rempli de liquide a permis d'expliquer la dépendance du taux de remplissage aux fluctuations de débits masse dans la ligne liquide, associées aux variations de niveau de liquide entre les deux colonnes.

5.4 Conclusion

Ce chapitre a illustré les capacités du solveur développé dans le chapitre 3 pour mener une analyse de sensibilité du fonctionnement d'une BDG. Les différents résultats doivent toutefois être mesurés. Malheureusement, à cause de la durée importante des calculs, l'analyse de sensibilité n'a pu être menée que pour seulement quatre configurations, ce qui limite fortement la portée des conclusions tirées. Dans un premier temps, l'influence de la puissance imposée à l'évaporateur a été étudiée. Une puissance de 115 W a été comparée à la configuration de référence, pour laquelle celle-ci est de 230 W. Nous avons montré que la constante de temps n'était pas affectée par cette variation de puissance. Une augmentation de la résistance thermique de l'ordre de 10 % est observée lorsque la puissance est divisée par deux. En se basant sur ces deux critères, la configuration de référence est plus performante.

Ensuite, l'analyse s'est portée sur l'influence du taux de remplissage. Dans la plage étudiée, le débit masse total diminue et le débit masse vapeur augmente lorsque le taux de remplissage diminue. La fraction de transfert thermique sensible diminue alors au profit du transfert latent. La température de la paroi de l'évaporateur augmente moins, ce qui se traduit par une plus faible résistance thermique. En plus de ces effets, on observe également une diminution de la constante de temps. Selon ces deux critères, et sur la plage de fonctionnement étudiée, la performance augmente en diminuant le taux de remplissage. En revanche, une baisse trop importante du taux de remplissage entraînera inéluctablement un assèchement chronique de parties de la BDG. Il faut ainsi s'attendre à un taux de remplissage optimum. La sensibilité de la dépendance de cet optimum à la puissance est une question intéressante à investiguer.

L'étude de l'influence du taux de remplissage a également mis en évidence une dépendance entre la fréquence des oscillations du débit masse dans la ligne liquide et le taux de remplissage, par analogie avec les oscillations dans un tube en U.

Les indicateurs de performances des différentes BDG simulées sont récapitulés dans le [Tableau 5.4](#).

Taux de remplissage (%)	Puissance à l'évaporateur (W)	Résistance thermique (K W^{-1})	Constante de temps (s)
50	230	0,262	56,57
50	115	0,294	55,56
43	230	0,255	49,85
36	230	0,248	43,03

TABLEAU 5.4 – Récapitulatif des performances des BDG simulées.

Conclusion et perspectives

Les systèmes de refroidissement sont des dispositifs indispensables dans la plupart des installations industrielles, et ce à des échelles très variées. Les effets cumulés de l'augmentation des puissances de fonctionnement et de la miniaturisation se traduisent par des densités de flux de chaleur dégagées de plus en plus élevées. Le refroidissement par circulation d'un fluide monophasique en convection forcée devient alors insuffisant. Une des solutions est l'exploitation du changement de phase liquide-vapeur. Parmi la pléthore des systèmes diphasiques envisageables, ce travail de thèse s'est porté sur la Boucle Diphasique Gravitaire (BDG). Son fonctionnement est basé sur la circulation en boucle fermée, dans un sens majoritairement unique, d'un fluide à l'état proche de saturation. En plaçant la source froide à une hauteur supérieure à celle de la source chaude, la circulation du fluide est naturellement assurée par les effets de flottabilité. Les performances de la BDG ne sont plus à prouver, mais une instabilité particulière, l'instabilité en geyser, complique considérablement la prévision du fonctionnement en régime transitoire.

Dans le cadre de cette thèse, les travaux de recherches sont orientés sur la modélisation de l'écoulement liquide-vapeur dans une BDG par la méthode *Volume-of-Fluid*. En continuité avec les travaux menés précédemment dans le laboratoire, l'objectif est de modéliser un écoulement à phases séparées, avec la prise en compte des effets capillaires et du changement de phase liquide-vapeur.

La synthèse bibliographique a illustré la complexité des mécanismes présents lors des transferts de chaleur par ébullition/évaporation et condensation. La principale difficulté est associée à la variété des échelles mises en jeu. A l'heure actuelle, les modèles capables de reproduire fidèlement la croissance d'une bulle lors de l'ébullition nucléée sont restreints à des études à échelle nettement sub-millimétrique. Le coût de calcul est alors prohibitif pour une description à l'échelle du système. L'approche que nous avons choisie pour modéliser le changement de phase est la combinaison de deux modèles. D'une part, le modèle empirique de Lee permet le calcul des termes sources de changement de phase responsables de la création d'interface, tel un modèle de sous-maille, afin de déclencher l'ébullition et la condensation. D'autre part, le modèle de Tanasawa permet le calcul de l'évaporation et de la condensation aux interfaces résolues. Le solveur proposé a été implémenté dans le code de calcul OpenFOAM. Il permet la simulation d'écoulements diphasiques compressibles avec changement de phase liquide-vapeur selon la méthode *Volume-of-Fluid*. Les transferts couplés solide/fluide sont également pris en compte. Ce solveur a été validé par trois cas de référence disposant d'une solution analytique connue. L'advection correcte de la fraction volumique de phase a été vérifiée par un oscillateur bulles-bouchon. Ensuite, le problème de Stefan et la croissance d'une bulle de vapeur ont validé le modèle de changement de phase dans des configurations respectivement mono et tridimensionnelle.

Ce solveur est exploité pour simuler l'écoulement dans une BDG. L'étude d'une configuration de référence choisie a mis en évidence les similitudes, et les différences, entre les régimes d'écoulement obtenus numériquement et expérimentalement. La topologie de l'écoulement est similaire, avec la formation de poches de vapeur et l'expulsion de liquide de l'évaporateur vers le condenseur par cycles pratiquement chaotiques. En revanche, les conditions d'apparition de l'ébullition en geyser sont différentes. Dans ces travaux, l'instabilité est assez régulière : des poches de vapeur sont continuellement formées et des bouchons de liquide expulsés. En conséquence, la paroi du condenseur est toujours recouverte d'un film de liquide, prévenant ainsi l'assèchement. L'analyse des puissances échangées avec le milieu extérieur a mis en évidence un régime pseudo-permanent après une durée de moins de cinq minutes, typiquement, pour une BDG de hauteur de l'ordre du mètre. Sous la sollicitation thermique, on observe une importante montée en température de la paroi, à hauteur d'environ 70 K. La résistance thermique de la BDG est alors d'ordre de $0,25 \text{ K W}^{-1}$. D'importantes variations du débit masse ont été relevées, avec en particulier un régime oscillatoire dans la ligne liquide, associé à l'équilibrage de la hauteur de liquide entre les deux colonnes de la BDG, perturbées principalement à cause de l'effet geyser.

Suite à ces premiers résultats, deux analyses de sensibilité ont été menées. La première concerne la puissance imposée à l'évaporateur. La résistance thermique diminue légèrement lorsque la puissance augmente, et la constante de temps ne varie que de façon marginale. La deuxième porte sur la variation du taux de remplissage. Dans la plage étudiée, la résistance thermique et la constante de temps diminuent lorsque le taux de remplissage diminue. Ceci s'explique par une diminution du transfert sensible au profit du transfert latent, améliorant l'efficacité de la BDG. Par analogie avec un tube en U, cette étude a également identifié l'influence du taux de remplissage sur la fréquence des oscillations du débit masse dans la ligne liquide.

Le solveur développé dans cette thèse constitue une base que nous pensons solide à exploiter pour enrichir l'analyse de sensibilité. En plus de poursuivre le travail sur la variation de la puissance imposée ou du taux de remplissage, l'influence d'autres paramètres sur le comportement de la BDG, que ce soit en termes d'écoulement ou de performances, reste à explorer. Il peut s'agir de la température de la source froide, qui sert de "potentiel" de référence, du fluide de travail, ou d'aspects géométriques tels que le rapport de forme de la BDG, le rapport des hauteurs du condenseur et de l'évaporateur, ou encore le diamètre de la conduite. Il serait également intéressant d'effectuer des calculs tridimensionnels et comparer aux résultats de calculs bidimensionnels réalisés ici. Cela pourrait passer notamment par l'utilisation d'un maillage adaptatif, par exemple avec les gradients de température et/ou de fraction volumique de phase, afin d'éviter un trop grand nombre de cellules à gérer à la fois.

Nonobstant, le fonctionnement d'une BDG en régime transitoire reste complexe, et des améliorations du solveur développé sont nécessaires afin d'enrichir la modélisation et se rapprocher davantage de l'écoulement diphasique réel. Une première étape consisterait à améliorer le modèle d'interface résolue pour le changement de phase, notamment en s'affranchissant de modèles associés à des coefficients empiriques, pour par exemple utiliser le modèle de calcul direct du flux de chaleur. De plus, avec la progression rapide des moyens de calcul, il sera à terme possible de remplacer le modèle de sous-maille par un modèle à l'échelle locale lors de la génération des interfaces liquide-vapeur.

Bibliographie

- ALIZADEHDAKHEL, A., RAHIMI, M. et ALSAIRAFI, A. A. (2010). Cfd modeling of flow and heat transfer in a thermosiphon. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(3):312–318.
- ANTAL, S., LAHEY, R. et FLAHERTY, J. (1991). Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 17(5):635 – 652.
- ARITOMI, M., CHIANG, J. H. et MORI, M. (1993). Geysering in parallel boiling channels. *Nuclear Engineering and Design*, 141(1):111–121.
- BATZDORF, S. (2015). *Heat transfer and evaporation during single drop impingement onto a superheated wall*. Thèse de doctorat, Technische Universität, Darmstadt.
- BATZDORF, S., BREITENBACH, J., SCHLAWITSCHKE, C., ROISMAN, I. V., TROPEA, C., STEPHAN, P. et GAMBARYAN-ROISMAN, T. (2017). Heat transfer during simultaneous impact of two drops onto a hot solid substrate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113:898–907.
- BODJONA, S., GIRAULT, M., VIDEOCOQ, E. et BERTIN, Y. (2018). Reduced order model of a two-phase loop thermosyphon by modal identification method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 123:637–654.
- BODJONA, S., VIDEOCOQ, E., SAUREL, R., CHINNAYYA, A., BENSELAMA, A. et BERTIN, Y. (2017). Transient simulation of a two-phase loop thermosyphon with a model out of thermodynamic equilibrium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 108: 2321–2332.
- BONJOUR, J. et LALLEMAND, M. (2021). Transferts en changement de phase Ébullition libre. Ébullition en vase. *Techniques de l'ingénieur Physique énergétique*.
- BRACKBILL, J., KOTHE, D. et ZEMACH, C. (1992). A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, 100(2):335–354.
- BUREŠ, L. et SATO, Y. (2021). On the modelling of the transition between contact-line and microlayer evaporation regimes in nucleate boiling. *Journal of Fluid Mechanics*, 916:A53.
- CANU, R. (2019). *Développement d'une méthode compressible avec évaporation pour la simulation d'interface résolue dans le cadre de l'atomisation*. Theses, Normandie Université.

- CAO, J., ZHENG, Z., ASIM, M., HU, M., WANG, Q., SU, Y., PEI, G. et LEUNG, M. K. (2020). A review on independent and integrated/coupled two-phase loop thermosiphons. *Applied Energy*, 280:115885.
- CAREY, V. P. (2020). *Liquid-vapor phase-change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*. CRC Press.
- CHANGDONG, L., WENYING, J., JIANG, Y., WEI, C., TING, W., CHENG, C. et HONG, X. (2019). Experimental and computational analysis of a passive containment cooling system with closed-loop heat pipe technology. *Progress in Nuclear Energy*, 113:206–214.
- CHEN, J., YANG, S., LIAO, S. et CAO, X. (2015). Experimental investigation of effective parameters on geyser periodicity in a vertical heated system. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68:163–176.
- DALY, B. J. (1969). Numerical Study of the Effect of Surface Tension on Interface Instability. *Physics of Fluids*, 12(7):1340–1354.
- DE SCHEPPER, S. C., HEYNDERICKX, G. J. et MARIN, G. B. (2009). Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker. *Computers & Chemical Engineering*, 33(1):122–132.
- DEL VALLE, V. H. et KENNING, D. (1985). Subcooled flow boiling at high heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(10):1907–1920.
- DELHAYE, J.-M. (1974). Jump conditions and entropy sources in two-phase systems. local instant formulation. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(3):395–409.
- DELHAYE, J.-M. (2014). *Thermohydraulique des réacteurs (Edition révisée 2013)*. EDP sciences.
- DESHPANDE, S. S., ANUMOLU, L. et TRUJILLO, M. F. (2012). Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computational Science & Discovery*, 5(1): 014016.
- DING, T., CHEN, X., CAO, H., HE, Z., WANG, J. et LI, Z. (2021). Principles of loop thermosiphon and its application in data center cooling systems : A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 150:111389.
- DING, T., WEN CAO, H., GUANG HE, Z., DA WU, J. et LI, Z. (2020). Experimental study on a loop thermosiphon cooling system in data centers using co2 as a working fluid, especially thermal environment and energy-saving effect. *Applied Thermal Engineering*, 175:115359.
- DINSENMEYER, R., FOURMIGUÉ, J., CANEY, N. et MARTY, P. (2017). Volume of fluid approach of boiling flows in concentrated solar plants. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 65:177–191.
- DU CLUZEAU, A. (2019). *Modélisation physique de la dynamique des écoulements à bulles par remontée d'échelle à partir de simulations fines*. Theses, Université de Perpignan.

-
- ed DÎN FERTAHI, S., BOUHAL, T., AGROUAZ, Y., KOUSKSOU, T., EL RHAFIKI, T. et ZERAOU, Y. (2018). Performance optimization of a two-phase closed thermosiphon through cfd numerical simulations. *Applied Thermal Engineering*, 128:551–563.
- ELKHOLY, A. et KEMPERS, R. (2020). Experimental investigation of geyser boiling in a small diameter two-phase loop thermosiphon. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 118:110170.
- EVARD, F., DENNER, F. et VAN WACHEM, B. (2017). Estimation of curvature from volume fractions using parabolic reconstruction on two-dimensional unstructured meshes. *Journal of Computational Physics*, 351:271–294.
- FAGHRI, A. (2018). *Heat Pipes and Thermosyphons*, pages 2163–2211. Springer International Publishing, Cham.
- FISCHER, S., GAMBARYAN-ROISMAN, T. et STEPHAN, P. (2015). On the development of a thin evaporating liquid film at a receding liquid/vapour-interface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 88:346–356.
- FLEAU, S. (2017). *Multifield approach and interface locating method for two-phase flows in nuclear power plant*. Theses, Université Paris-Est.
- FRANZ, B., SIELAFF, A. et STEPHAN, P. (2021). Numerical Investigation of Successively Nucleating Bubbles During Subcooled Flow Boiling of FC-72 in Microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 33(2):27.
- FU, W., LI, X., WU, X. et ZHANG, Z. (2015). Investigation of a long term passive cooling system using two-phase thermosiphon loops for the nuclear reactor spent fuel pool. *Annals of Nuclear Energy*, 85:346–356.
- GAUGLER, R. (1942). Heat transfer device - u.s. patent no. 2350348a.”.
- GREENSHIELDS, C. et WELLER, H. (2022). *Notes on Computational Fluid Dynamics : General Principles*. CFD Direct Ltd, Reading, UK.
- GUEDON, G. R. (2013). *Two-phase heat and mass transfer modeling : flexible numerical methods for energy engineering analyses*. Thèse de doctorat.
- GUION, A., AFKHAMI, S., ZALESKI, S. et BUONGIORNO, J. (2018). Simulations of micro-layer formation in nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127:1271–1284.
- HARDT, S. et WONDRA, F. (2008). Evaporation model for interfacial flows based on a continuum-field representation of the source terms. *Journal of Computational Physics*, 227(11):5871–5895.
- HARLOW, F. H. et WELCH, J. E. (1965). Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *The Physics of Fluids*, 8(12):2182–2189.
- HERBERT, S., FISCHER, S., GAMBARYAN-ROISMAN, T. et STEPHAN, P. (2013). Local heat transfer and phase change phenomena during single drop impingement on a hot surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61:605–614.

- HIBIKI, T. et ISHII, M. (2002). Development of one-group interfacial area transport equation in bubbly flow systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(11):2351–2372.
- HIRT, C. et NICHOLS, B. (1981). Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1):201–225.
- HOANG, T. T. (2018). *Récupération et valorisation d'énergie thermique sur gaz chauds- Approche expérimentale et numérique*. Theses, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers.
- HSU, Y. Y. (1962). On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface. *Journal of Heat Transfer*, 84(3):207–213.
- HYMAN, J. M. (1984). Numerical methods for tracking interfaces. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 12(1):396–407.
- IAEA (2009). *Passive Safety Systems and Natural Circulation in Water Cooled Nuclear Power Plants*. Numéro 1624 de TECDOC Series. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna.
- INCROPERA, F. P., DEWITT, D. P., BERGMAN, T. L. et LAVINE, A. S. (2006). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley.
- ISHII, M. et HIBIKI, T. (2011). *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow (Second edition)*. Springer New York, United States.
- ISHII, M. et ZUBER, N. (1979). Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *AIChE Journal*, 25(5):843–855.
- ISSA, R. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1):40–65.
- JASAK, H. (1996). Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows.
- JOUHARA, H., FADHL, B. et WROBEL, L. C. (2016). Three-dimensional cfd simulation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(37):16463–16476. Special Issue : Hydrogen and Fuel Cell Developments : A special issue on the 8th International Conference on Sustainable Energy and Environmental Protection (SEEP 2015), 11–14 August 2015, Paisley, Scotland, UK.
- KATAOKA, I. (1986). Local instant formulation of two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(5):745–758.
- KIM, J. (2009). Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(12):1067–1076.
- KOCAMUSTAFAOGULLARI, G. et ISHII, M. (1995). Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(3):481–493.

-
- KUNDU, P. K., COHEN, I. M. et DOWLING, D. R. (2016). Chapter 4 - conservation laws. In KUNDU, P. K., COHEN, I. M. et DOWLING, D. R., éditeurs : *Fluid Mechanics (Sixth Edition)*, pages 109–193. Academic Press, Boston, sixth edition édition.
- KUNKELMANN, C. (2011). *Numerical Modeling and Investigation of Boiling Phenomena*. Thèse de doctorat, Technische Universität, Darmstadt.
- KUNKELMANN, C., IBRAHEM, K., SCHWEIZER, N., HERBERT, S., STEPHAN, P. et GAMBARYAN-ROISMAN, T. (2012). The effect of three-phase contact line speed on local evaporative heat transfer : Experimental and numerical investigations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(7):1896–1904.
- KUNKELMANN, C. et STEPHAN, P. (2010). Numerical simulation of the transient heat transfer during nucleate boiling of refrigerant hfe-7100. *International Journal of Refrigeration*, 33(7):1221–1228.
- LACHASSAGNE, L. (2010). *Développement expérimental et modélisation numérique d’une boucle diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d’électronique de puissance en contexte automobile*. Theses, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique - Poitiers.
- LAVIÉVILLE, J., MÉRIGOUX, N., GUNGO, M., BAUDRY, C. et MIMOUNI, S. (2017). A generalized turbulent dispersion model for bubbly flow numerical simulation in nep-tune_cfd. *Nuclear Engineering and Design*, 312:284–293.
- LEE, W. H. (1980). Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling. IN "MULTIPHASE TRANSPORT : FUNDAMENTALS, REACTOR SAFETY, APPLICATIONS", pages 407–432.
- LIU, Y., LI, Z., LI, Y., JIANG, Y. et TANG, D. (2019). Heat transfer and instability characteristics of a loop thermosyphon with wide range of filling ratios. *Applied Thermal Engineering*, 151:262–271.
- LIU, Y., LI, Z., LI, Y., KIM, S. et JIANG, Y. (2018). Experimental investigation of geyser boiling in a two-phase closed loop thermosyphon with high filling ratios. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127:857–869.
- LOMB, N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, 39(2):447–462.
- LOTTIN, J. C. et JUSTER, F. P. (1998). *Liquid Helium Thermosiphon for the 4 TESLA CMS Solenoid*, pages 1505–1511. Springer US, Boston, MA.
- MCADAMS, W., BEAUFILS, A. et VÉRON, M. (1961). *Transmission de la chaleur*. Dunod.
- MOREL, C., RUYER, P., SEILER, N. et LAVIÉVILLE, J. M. (2010). Comparison of several models for multi-size bubbly flows on an adiabatic experiment. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(1):25–39.
- MÁRQUEZ DAMIÁN, S. (2013). *An Extended Mixture Model for the Simultaneous Treatment of Short and Long Scale Interfaces*. Thèse de doctorat.

- MÉNARD, T., TANGUY, S. et BERLEMONT, A. (2007). Coupling level set/vof/ghost fluid methods : Validation and application to 3d simulation of the primary break-up of a liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(5):510–524.
- NIKOLAYEV, V. S. (2021). Physical principles and state-of-the-art of modeling of the pulsating heat pipe : A review. *Applied Thermal Engineering*, 195:117111.
- NOH, W. F. et WOODWARD, P. (1976). Slic (simple line interface calculation). In van de VOOREN, A. I. et ZANDBERGEN, P. J., éditeurs : *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28 – July 2, 1976 Twente University, Enschede*, pages 330–340, Berlin, Heidelberg. Springer Berlin Heidelberg.
- NUKIYAMA, S. (1966). The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(12):1419–1433.
- OSHER, S. et SETHIAN, J. A. (1988). Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79(1):12–49.
- PATANKAR, S. et SPALDING, D. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10):1787–1806.
- PERSAD, A. H. et WARD, C. A. (2016). Expressions for the evaporation and condensation coefficients in the hertz-knudsen relation. *Chemical Reviews*, 116(14):7727–7767. PMID : 27314250.
- PIROZZOLI, S., GIORGIO, S. D. et IAFRATI, A. (2019). On algebraic tvd-vof methods for tracking material interfaces.
- PLESSET, M. S. et ZWICK, S. A. (1954). The growth of vapor bubbles in superheated liquids. *Journal of Applied Physics*, 25(4):493–500.
- POLITANO, M., CARRICA, P. et CONVERTI, J. (2003). A model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 29(7):1153–1182.
- POPINET, S. (2018). Numerical Models of Surface Tension. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 50:49 – 75.
- REDNIKOV, A. Y. et COLINET, P. (2019). Contact-line singularities resolved exclusively by the kelvin effect : volatile liquids in air. *Journal of Fluid Mechanics*, 858:881–916.
- ROENBY, J., BREDMOSE, H. et JASAK, H. (2016). A computational method for sharp interface advection. *Royal Society Open Science*, 3(11).
- ROENBY, J., BREDMOSE, H. et JASAK, H. (2019). *IsoAdvector : Geometric VOF on General Meshes*, pages 281–296. Springer International Publishing, Cham.

-
- ROHSENOW, W. M. (1952). A method of correlating heat-transfer data for surface boiling of liquids. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 74(6):969–975.
- ROLLINS, C. E. (2018). *Development of Multiphase Computational Fluid Dynamics Solver in OpenFOAM*. North Carolina State University.
- ROMESTANT, C. (2000). *Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations*. Theses, Université de Poitiers.
- RUSCHE, H. (2002). *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*. Thèse de doctorat, Imperial College, London.
- BUYER, P. et SEILER, N. (2009). Advanced model for polydispersion in size in boiling flows. *La Houille Blanche*, 95(4):65–71.
- SACADURA, J.-F. (1980). *Initiations aux transferts thermiques*. Lavoisier Technique et Documentation.
- SAMBA, A., LOUAHLIA-GUALOUS, H., LE MASSON, S. et NÖRTERHÄUSER, D. (2013). Two-phase thermosiphon loop for cooling outdoor telecommunication equipments. *Applied Thermal Engineering*, 50(1):1351–1360.
- SAMKHANIANI, N. et ANSARI, M. (2016). Numerical simulation of bubble condensation using cf-vof. *Progress in Nuclear Energy*, 89:120–131.
- SATO, Y. et NIČENO, B. (2013). A sharp-interface phase change model for a mass-conservative interface tracking method. *Journal of Computational Physics*, 249:127–161.
- SATO, Y. et NIČENO, B. (2015). A depletable micro-layer model for nucleate pool boiling. *Journal of Computational Physics*, 300:20–52.
- SATO, Y. et NIČENO, B. (2017). Nucleate pool boiling simulations using the interface tracking method : Boiling regime from discrete bubble to vapor mushroom region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 105:505–524.
- SATO, Y., SADATOMI, M. et SEKOGUCHI, K. (1981). Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—i. theory. *International Journal of Multiphase Flow*, 7(2):167–177.
- SCARDOVELLI, R. et ZALESKI, S. (1999). Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1):567–603.
- SCARGLE, J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. ii. statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *The Astrophysical Journal*, 263:835–853.
- SCHEUFLER, H. et ROENBY, J. (2019). Accurate and efficient surface reconstruction from volume fraction data on general meshes. *Journal of Computational Physics*, 383:1–23.
- SCHEUFLER, H. et ROENBY, J. (2021). Twophaseflow : An openfoam based framework for development of two phase flow solvers.

- SCHRAGE, R. W. (1953). *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*. Columbia University Press, New York Chichester, West Sussex.
- SCHWEIKERT, K., SIELAFF, A. et STEPHAN, P. (2019). On the transition between contact line evaporation and microlayer evaporation during the dewetting of a superheated wall. *International Journal of Thermal Sciences*, 145:106025.
- SCRIVEN, L. (1959). On the dynamics of phase growth. *Chemical Engineering Science*, 10(1):1–13.
- SLOBODENIUK, M. (2022). *Analytical and Experimental Study of Heat and Mass Transfer in Pulsating Heat Pipes for Non-Gravity Flight Applications*. Theses, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique - Poitiers.
- SPEZIALE, C. G., SARKAR, S. et GATSKI, T. B. (1991). Modelling the pressure–strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227:245–272.
- STEPHAN, P. et HAMMER, J. (1994). A new model for nucleate boiling heat transfer. *Heat and Mass Transfer*, 30(2):119–125.
- SUSSMAN, M. et PUCKETT, E. G. (2000). A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3d and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 162(2):301–337.
- SUSSMAN, M., SMEREKA, P. et OSHER, S. (1994). A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114(1):146–159.
- TOMIYAMA, A., TAMAI, H., ZUN, I. et HOSOKAWA, S. (2002). Transverse migration of single bubbles in simple shear flows. *Chemical Engineering Science*, 57(11):1849 – 1858.
- TONG, L., SHAO, G., YUAN, K. et CAO, X. (2014). An experimental study on geysering phenomena induced by buoyancy in a heating system. *Annals of Nuclear Energy*, 63:129–137.
- TROSHKO, A. et HASSAN, Y. (2001). A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 27(11):1965–2000.
- TRYGGVASON, G., BUNNER, B., ESMAEELI, A., JURIC, D., AL-RAWAHI, N., TAUBER, W., HAN, J., NAS, S. et JAN, Y.-J. (2001). A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, 169(2):708–759.
- TRYGGVASON, G., SCARDOVELLI, R. et ZALESKI, S. (2011). *Direct Numerical Simulations of Gas–Liquid Multiphase Flows*. Cambridge University Press.
- TURKEL, E. (1999). Preconditioning techniques in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1):385–416.
- UBBINK, O. (1997). *Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces*. Thèse de doctorat, Imperial College, London.

-
- URBANO, A., TANGUY, S., HUBER, G. et COLIN, C. (2018). Direct numerical simulation of nucleate boiling in micro-layer regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 123:1128–1137.
- VERSTEEG, H. K. et MALALASEKERA, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method*. Pearson education.
- VINCENT, C. C. et KOK, J. B. (1992). Investigation of the overall transient performance of the industrial two-phase closed loop thermosiphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35(6):1419–1426.
- WANG, K., HU, C., JIANG, B., HU, X. et TANG, D. (2022). Numerical simulation on the heat transfer characteristics of two-phase loop thermosiphon with high filling ratios. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 184:122311.
- WANG, X., WANG, Y., CHEN, H. et ZHU, Y. (2018). A combined cfd/visualization investigation of heat transfer behaviors during geyser boiling in two-phase closed thermosiphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121:703–714.
- WANG, Y., YANG, L., WANG, X., CHEN, H., FAN, H., TAYLOR, R. A. et ZHU, Y. (2017). Cfd simulation of an intermediate temperature, two-phase loop thermosiphon for use as a linear solar receiver. *Applied Energy*, 207:36–44. Transformative Innovations for a Sustainable Future – Part II.
- WARRIER, G. R. et DHIR, V. K. (2006). Heat Transfer and Wall Heat Flux Partitioning During Subcooled Flow Nucleate Boiling—A Review. *Journal of Heat Transfer*, 128(12): 1243–1256.
- WEISS, J. M. et SMITH, W. A. (1995). Preconditioning applied to variable and constant density flows. *AIAA Journal*, 33(11):2050–2057.
- WELCH, S. W. et WILSON, J. (2000). A volume of fluid based method for fluid flows with phase change. *Journal of Computational Physics*, 160(2):662–682.
- WENNEKER, I. (2002). *Computation of flows using unstructured staggered grids*. Thèse de doctorat.
- XU, Z., ZHANG, Y., LI, B. et HUANG, J. (2016). Modeling the phase change process for a two-phase closed thermosiphon by considering transient mass transfer time relaxation parameter. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 101:614–619.
- YAO, H., GUO, L., LIU, H., WANG, X., CHEN, H., WANG, Y. et ZHU, Y. (2022). Characteristics of phase-change flow and heat transfer in loop thermosiphon : Three-dimension cfd modeling and experimentation. *Case Studies in Thermal Engineering*, 35:102070.
- YIN, X., TIAN, Y., ZHOU, D. et WANG, N. (2019). Numerical study of flow boiling in an intermediate-scale vertical tube under low heat flux. *Applied Thermal Engineering*, 153:739–747.
- YOUNGS, D. (1984). An interface tracking method for a 3d eulerian hydrodynamics code.

- ZHANG, L., FAN, L., HUA, M., ZHU, Z., WU, Y., YU, Z., HU, Y., FAN, J. et CEN, K. (2014). An indoor experimental investigation of the thermal performance of a tplt-based natural circulation steam generator as applied to ptc systems. *Applied Thermal Engineering*, 62(2):330–340.
- ZHANG, P. et JIA, H. (2016). Evolution of flow patterns and the associated heat and mass transfer characteristics during flow boiling in mini-/micro-channels. *Chemical Engineering Journal*, 306:978–991.
- ZHANG, T., PEI, G., ZHU, Q. et JI, J. (2016). Investigation on the Optimum Volume-Filling Ratio of a Loop Thermosyphon Solar Water-Heating System. *Journal of Solar Energy Engineering*, 138(4):041006.
- ZHOU, L., YANG, M., LIAN, C., FAN, L. et LEE, D. (2002). On the second-order moment turbulence model for simulating a bubble column. *Chemical Engineering Science*, 57(16):3269–3281. Jean-Claude Charpentier Festschrift Issue.
- ZUBER, N. (1964). On the dispersed two-phase flow in the laminar flow regime. *Chemical Engineering Science*, 19(11):897 – 917.

Annexes

Annexe A

Quelques rappels de thermodynamique de l'équilibre liquide-vapeur

Les transformations d'une phase liquide vers une phase vapeur sont provoquées par apport de chaleur. Dans certaines conditions, plusieurs phases d'un même corps pur peuvent coexister. La nature de cet état d'équilibre et son évolution en fonction de la pression et de la température peuvent être déduites à l'aide des lois de la thermodynamique.

Dans cette annexe nous rappelons quelques éléments concernant l'équilibre liquide-vapeur.

A.1 Equilibre de phases

A.1.1 Diagramme d'équilibre

Un corps pur peut exister simultanément sous plusieurs états. C'est le cas par exemple de l'eau bouillante dans une casserole.

Les conditions de pression et de température dans lesquelles les phases d'un corps pur coexistent peuvent être représentées dans un diagramme d'équilibre de phases, comme illustré sur la [Figure A.1](#). Deux points particuliers sont à noter dans cette représentation. Le point triple, correspondant à l'intersection des courbes de sublimation, fusion et vaporisation, et associé à l'équilibre des trois phases : solide, liquide et vapeur. Le point critique, au-delà duquel il n'y a plus de transition liquide-vapeur nette.

Définissons les potentiels chimiques d'un même corps pur μ_l et μ_v (également appelés enthalpies libre de Gibbs spécifiques), où les indices l et v correspondent respectivement à la phase liquide et à la phase vapeur. A l'équilibre thermodynamique, il y a égalité des potentiels chimiques :

$$\mu_l(p, T) = \mu_v(p, T) \quad (\text{A.1.1})$$

Cette équation est également valable pour une température $T + dT$ et une pression $p + dp$, toujours sur la courbe de saturation :

$$\mu_l(p + dp, T + dT) = \mu_v(p + dp, T + dT) \quad (\text{A.1.2})$$

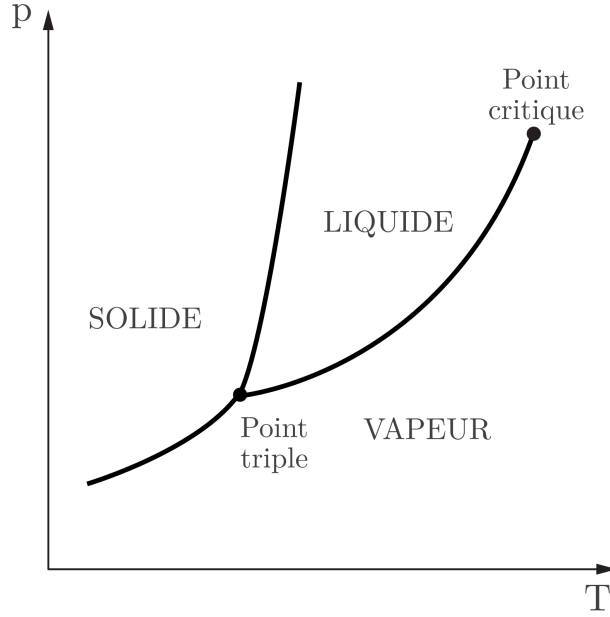


FIGURE A.1 – Diagramme d'équilibre des phases d'un corps pur dans le plan (p, T).

Par définition de la dérivée totale nous avons donc :

$$d\mu_l(p, T) = d\mu_v(p, T) \quad (\text{A.1.3})$$

D'après l'équation de Gibbs-Duhem, la différentielle du potentiel chimique s'exprime :

$$d\mu = \nu dp - s dT \quad (\text{A.1.4})$$

où ν est le volume massique et s l'entropie massique. Cela permet d'établir la relation suivante sur la courbe de saturation :

$$\nu_l dp_{sat} - s_l dT_{sat} = \nu_v dp_{sat} - s_v dT_{sat} \quad (\text{A.1.5})$$

soit

$$\left(\frac{dp}{dT} \right)_{sat} = \frac{s_l - s_v}{\nu_l - \nu_v} \quad (\text{A.1.6})$$

La différence d'entropie massique s'exprime à partir de l'enthalpie massique h et permet d'introduire l'enthalpie de changement d'état Δh_{lv} selon :

$$\begin{aligned} s_l - s_v &= \frac{h_l - h_v}{T} \\ &= \frac{\Delta h_{lv}}{T} \end{aligned} \quad (\text{A.1.7})$$

Cela permet finalement d'écrire l'équation de Clapeyron :

$$\left(\frac{dp}{dT} \right)_{sat} = \frac{\Delta h_{lv}}{T_{sat} (\nu_l - \nu_v)} \quad (\text{A.1.8})$$

La relation de Clapeyron peut être vue comme une équation différentielle qui décrit le coefficient directeur de la courbe de saturation (évolution de la température de saturation avec la pression). Cette courbe définit les conditions en pression et température pour lesquelles un fluide peut exister à l'équilibre liquide-vapeur. Pour une pression donnée, la coexistence des deux phases ne peut avoir lieu qu'à une certaine température, 100 °C pour l'eau à pression atmosphérique (et un peu moins en altitude où la pression est plus faible). L'enthalpie de changement d'état représente la quantité d'énergie à fournir pour transformer du liquide à l'état de saturation en vapeur à l'état de saturation.

A.1.2 Diagramme de Clapeyron

La section précédente a montré que l'équilibre liquide-vapeur n'est possible que lorsque le potentiel chimique, la pression et la température sont identiques pour les deux phases. La relation de Clapeyron a mis en évidence que cet équilibre a lieu le long de la courbe de saturation.

La représentation de l'équilibre liquide-vapeur dans le plan (p, V) , illustrée sur la [Figure A.2](#), est caractérisée par deux courbes, la courbe binodale (ou courbe de saturation) et la courbe spinodale.

Ces deux courbes permettent de représenter trois états :

- les états situés à l'extérieur de la courbe binodale sont thermodynamiquement stables ;
- les états situés à l'intérieur de la courbe spinodale sont thermodynamiquement instables ;
- les états situés entre la courbe binodale et la courbe spinodale sont thermodynamiquement méta-stables.

La binodale liquide est appelée courbe d'ébullition et la binodale vapeur est appelée courbe de rosée.

Les états méta-stables correspondent à l'existence d'une phase dans le domaine de stabilité de l'autre phase. C'est le cas par exemple lorsque l'on chauffe du liquide pour le porter à ébullition. Celle-ci n'est pas immédiate et il est nécessaire de chauffer le liquide à une température légèrement supérieure à son point d'ébullition (à une pression donnée) pour déclencher le changement de phase. Le liquide est alors qualifié de surchauffé.

A.2 Effets capillaires

Dans un liquide, chaque molécule est soumise à des forces d'attraction par les molécules qui l'entourent. Une molécule de liquide entourée dans toutes les directions d'un grand nombre d'autres molécules de liquide ne percevra aucune force résultante puisqu'elle sera attirée de manière isotrope. Cependant, si l'on considère une molécule de liquide située proche d'une interface liquide-vapeur, alors les forces d'attraction ne sont plus compensées puisque les molécules de liquide et de vapeur n'ont pas la même amplitude d'attraction. La force résultante est alors dirigée vers la phase dense, le liquide.

Par conséquent de ce déséquilibre d'attraction moléculaire, le liquide va prendre la forme qui minimise l'aire de l'interface. En effet, pour augmenter l'aire de cette interface, il faut briser les forces de cohésion dans le liquide et ainsi augmenter le nombre de molécules

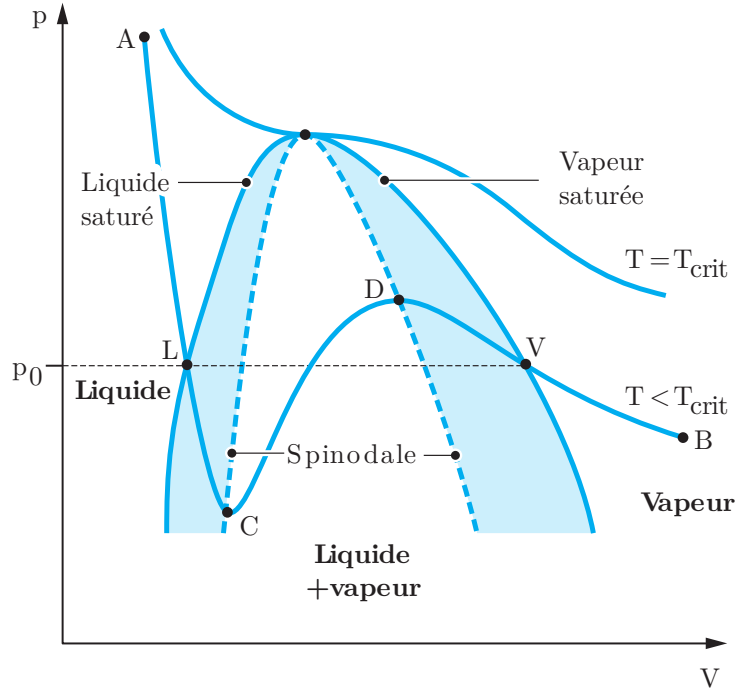


FIGURE A.2 – Diagramme de Clapeyron (adapté de [Bonjour et Lallemand \(2021\)](#)).

situées à proximité de l'interface. Pour vaincre ces forces de cohésion dans le liquide, il faut fournir un certain travail proportionnel à l'excès d'aire. Le coefficient de proportionnalité est appelé tension de surface (ou superficielle). La tension de surface est donc une énergie par unité de surface. La tension de surface peut également être considérée comme une force par unité de longueur.

Force de tension de surface et pression de Laplace

La force liée aux effets capillaires se traduit par un saut de pression à travers l'interface, appelée pression de Laplace ou pression capillaire. En écoulement au repos, ce saut de pression est égal au produit de la tension de surface σ et de la courbure totale de l'interface κ :

$$\Delta p = \sigma \kappa \quad (\text{A.2.1})$$

Mouillage et Angle de contact

Dans la plupart des applications industrielles, le changement de phase liquide-vapeur est effectué en transférant la chaleur à travers une paroi solide. Ainsi, la façon dont le liquide et la vapeur sont en contact avec le solide affecte directement le transfert de chaleur par changement de phase. L'ensemble des points en contact avec le solide, le liquide et la vapeur est appelé ligne de contact ou ligne triple. L'angle formé entre la surface du solide et la surface du liquide le long de la ligne de contact est appelé angle de contact θ . En l'absence de mouvement, l'angle de contact est fixé par les propriétés capillaires du solide (c'est-à-dire, affinité chimique), du liquide et de la vapeur. L'angle de contact et les forces capillaires mises en jeu à la ligne de contact sont schématisées sur la [Figure A.3](#). La relation de Young permet de déterminer la valeur de l'angle de contact à l'équilibre

θ_{eq} par projection de l'équilibre des forces capillaires dans le plan de la surface solide :

$$\sigma_{lv} \cos \theta_{eq} = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (\text{A.2.2})$$

où σ_{lv} , σ_{sv} et σ_{sl} désignent respectivement la tension de surface des interfaces liquide-vapeur, solide-vapeur et solide-liquide.

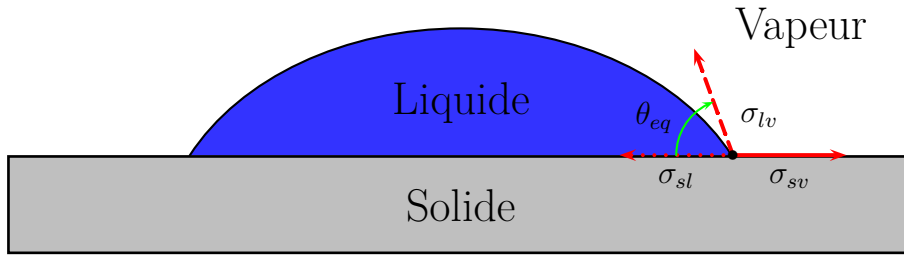


FIGURE A.3 – Schématisation de l'angle de contact et des forces capillaires.

Le mouillage caractérise l'étalement d'un liquide sur une surface solide. Le liquide sera ainsi qualifié de :

- totalement mouillant si l'angle de contact est nul ;
- mouillant si l'angle de contact est inférieur à 90° ;
- non mouillant si l'angle de contact est supérieur à 90° .

Annexe B

Condensation en film de Nusselt

Cette annexe fournit quelques éléments théoriques sur le modèle de condensation en film sur une paroi verticale basés sur l'analyse de Nusselt. Le film prend forme au sommet de la paroi et le liquide condensé ruisselle vers le bas sous les effets gravitaires. L'épaisseur δ de ce film augmente le long de la paroi à cause de la condensation continue à l'interface-liquide vapeur.

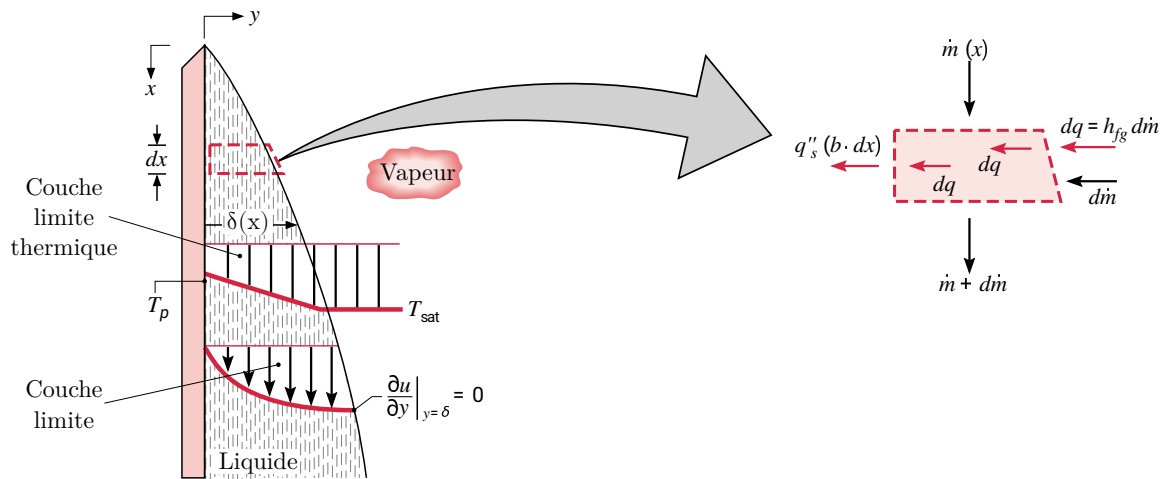


FIGURE B.1 – Schématisation de la condensation en film de Nusselt (adapté de [Incropera et al. \(2006\)](#)).

Dans un premier temps, rappelons-en les hypothèses :

- l'écoulement est laminaire et les propriétés du fluide sont constantes ;
- la température T_p de la paroi est constante et uniforme ;
- la température de la vapeur est uniforme à la température de saturation T_{sat} (i.e. la résistance thermique à l'interface liquide-vapeur est négligée) ;
- la contrainte de cisaillement à la surface du film est négligée : $\frac{\partial u}{\partial y}\big|_{y=\delta} = 0$;
- les transferts de quantité de mouvement et d'énergie par advection sont négligés.

Selon ces hypothèses, l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la direction de la plaque s'écrit :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \rho_l g = 0 \quad (\text{B.0.1})$$

Le gradient normal de pression s'exprime $\partial p / \partial x = \rho_v g$ donc l'équation de conservation de la quantité de mouvement selon l'axe x se simplifie en :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{(\rho_l - \rho_v) g}{\mu_l} \quad (\text{B.0.2})$$

Avec les conditions aux limites $u(0) = 0$ et $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=\delta} = 0$, le profil de vitesse dans le film de liquide s'écrit :

$$u(y) = \frac{-g}{\mu_l} (\rho_l - \rho_v) \left(\frac{y^2}{2} - \delta y \right) \quad (\text{B.0.3})$$

La masse de liquide condensée par unité de temps et de profondeur $\Gamma(x)$ est déterminée par :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\delta(x)} \rho_l u(y) dy \quad (\text{B.0.4})$$

En introduisant l'expression [B.0.3](#), celle-ci s'exprime par :

$$\Gamma(x) = \frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) \delta^3}{3 \mu_l} \quad (\text{B.0.5})$$

A l'interface liquide-vapeur, le transfert de chaleur est effectué par condensation :

$$dq = h_{lv} d\dot{m} \quad (\text{B.0.6})$$

Puisque la convection est négligée, le transfert de chaleur à l'interface liquide-vapeur est égal au transfert de chaleur à la paroi :

$$\begin{aligned} dq &= \dot{q}(b \times dx) \\ &= \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w)}{\delta(x)} (b \times dx) \end{aligned} \quad (\text{B.0.7})$$

On a donc :

$$h_{lv} d\dot{m} = \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w)}{\delta(x)} (b \times dx) \quad (\text{B.0.8})$$

Puisque $h_{lv} d\dot{m} = h_{lv} d\Gamma \times b$ on a alors :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w)}{\delta h_{lv}} \quad (\text{B.0.9})$$

Il est alors possible d'obtenir une équation pour l'épaisseur du film $\delta(x)$ en injectant l'équation [B.0.5](#) :

$$\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v)}{3 \mu_l} \frac{d(\delta^3)}{dx} \quad (\text{B.0.10})$$

L'intégration de cette équation entre 0 et x avec la condition $\delta(x=0) = 0$ donne l'épaisseur du film de Nusselt :

$$\delta(x) = \left[4 \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w) \mu_l}{h_{lv} g \rho_l (\rho_l - \rho_v)} x \right]^{3/4} \quad (\text{B.0.11})$$

Annexe C

Corrélations pour le modèle à deux fluides

De nombreuses corrélations ont été développées pour modéliser les interactions liquide-vapeur-paroi dans le cadre des écoulements diphasiques, notamment les phénomènes de changement de topologie de l'interface (coalescence et fragmentation), les forces interfaciales et le changement de phase. Nous présentons ici un aperçu de quelques unes de ces corrélations, utilisées notamment pour le modèle à deux fluides. Pour plus de détails sur la variété des modèles existants, le lecteur peut se référer à [Ishii et Hibiki \(2011\)](#), [Rollins \(2018\)](#) et [Du Cluzeau \(2019\)](#).

C.1 Coefficient de portance

[Tomiya et al. \(2002\)](#) ont développé un modèle où le coefficient de portance C_L dépend à la fois du nombre de Reynolds de bulle Re et du nombre d'Eötvös EO ¹, définis par :

$$Re = \frac{\rho_l |\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l| d_b}{\mu_l}, \quad EO = \frac{g (\rho_l - \rho_v) d_b^2}{\sigma} \quad (\text{C.1.1})$$

où ρ_l , ρ_v , $\mathbf{u}_l$, $\mathbf{u}_v$, d_b et σ sont respectivement la masse volumique du liquide, la masse volumique de la vapeur, la vitesse du liquide, la vitesse de la vapeur, le diamètre des bulles et la tension de surface. Le coefficient de portance s'exprime :

$$C_L = \begin{cases} \min [0, 288 \tanh (0, 121 Re) ; f (EO)] & \text{si } EO < 4 \\ f (EO) & \text{si } 4 \leq EO \leq 10,7 \end{cases} \quad (\text{C.1.2})$$

avec :

$$f (EO) = 0,00105 EO^3 - 0,0159 EO^2 - 0,0204 EO + 0,474 \quad (\text{C.1.3})$$

1. Le nombre d'Eötvös correspond au rapport de la poussée d'Archimède à la pression capillaire et est utilisé pour caractériser la forme des bulles de vapeur.

C.2 Coefficient de traînée

La force de traînée modélisée par le modèle empirique d'Ishii et Zuber (1979) s'exprime par une relation proportionnelle au carré de la vitesse relative entre les deux phases et d'un coefficient de traînée C_D :

$$\mathbf{M}_{l \rightarrow v}^D = -\mathbf{M}_{v \rightarrow l}^D = -\frac{1}{8} A_i \rho_l C_D |\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l) \quad (\text{C.2.1})$$

où A_i est l'aire interfaciale. Selon le régime d'écoulement, différentes corrélations peuvent être utilisées pour calculer le coefficient de traînée, dont certaines sont présentées dans le [Tableau C.1](#). Dans ce tableau, α_d est la fraction volumique de la phase dispersée. Les indices c et d sont respectivement associés aux phases continue et dispersée.

	Particules fluides			Particules solides
	Bulle dans un liquide	Goutte dans un liquide	Goutte dans un gaz	
Modèle de viscosité	$\frac{\mu_m}{\mu_c} = \left(1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_{dm}}\right)^{-2,5\alpha_{dm}\mu^*}, \mu^* = \frac{\mu_d + 0,4\mu_c}{\mu_d + \mu_c}$			
Max. Packing α_{dm}	~ 1	~ 1	$0,62 \sim 1$	$\sim 0,62$
μ^*	0,4	$\sim 0,7$	1	1
μ_m/μ_c	$(1 - \alpha_d)^{-1}$	$(1 - \alpha_d)^{-1,75}$	$\sim (1 - \alpha_d)^{-2,5}$	$\left(1 - \frac{\alpha_d}{0,62}\right)^{-1,55}$
C_D régime de Stokes	$C_D = \frac{24}{N_{Re}}$ où $N_{Re} = \frac{2r_d\rho_c v_r}{\mu_m}$			
C_D régime visqueux	$C_D = \frac{24 \left(1 + 0,1N_{Re}^{0,75}\right)}{N_{Re}}$			
C_D régime de Newton	—————			$C_D = 0,45 \left[\frac{1 + 17,67f\left(\alpha_d\right)^{6/7}}{18,67f\left(\alpha_d\right)} \right]^2$ où $f\left(\alpha_d\right) = \sqrt{1 - \alpha_d} \left(\frac{\mu_c}{\mu_m} \right)$
C_D régime à particules déformées	$C_D = \frac{4}{3}r_d\sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\sigma}} \left[\frac{1 + 17,67f\left(\alpha_d\right)^{6/7}}{18,67f\left(\alpha_d\right)} \right]^2$			
$f\left(\alpha_d\right)$	$\left(1 - \alpha_d\right)^{1,5}$	$\left(1 - \alpha_d\right)^{2,25}$	$\left(1 - \alpha_d\right)^3$	
C_D écoulement à poches disloquées	$C_D = \frac{8}{3}\left(1 - \alpha_d\right)^2$			
C_D écoulement à poches	$C_D = 9,8\left(1 - \alpha_d\right)^3$			

TABLEAU C.1 – Corrélations pour le coefficient de traînée (Ishii et Zuber, 1979).

C.3 Modèle de partition de flux pour l'ébullition

Dans le modèle de partition de flux de Kurul-Podowski ([Warrier et Dhir, 2006](#)), le transfert de chaleur est décomposé en trois contributions :

- une densité de flux convectif monophasique liquide ϕ_c sur la partie de la paroi non affectée par la présence des bulles ;
- une densité de flux d'évaporation ϕ_e pendant la croissance d'une bulle ;
- une densité de flux de trempe ϕ_q ² lors de l'arrivée du liquide relativement froid sur la paroi chaude après le départ d'une bulle (remouillage).

La densité de flux totale ϕ est ainsi exprimée selon :

$$\phi = \phi_c + \phi_e + \phi_q \quad (\text{C.3.1})$$

La surface totale de la paroi est scindée en deux fractions :

- la fraction surfacique A_b , associée au détachement des bulles, qui contribue aux transferts par ébullition et trempe ;
- la fraction surfacique $A_c = 1 - A_b$, non impliquée dans l'ébullition, qui contribue au transfert convectif monophasique liquide.

La détermination de la densité de flux convectif ϕ_c n'est pas spécifique à ce type de modèle, et est donc associée aux différentes méthodes déjà existantes, pondérées par la fraction surfacique.

En supposant des bulles sphériques de diamètre au détachement d_d , la densité de flux d'ébullition ϕ_e est calculée selon :

$$\phi_e = f \frac{\pi d_d^3}{6} \rho_v \Delta h_{lv} n \quad (\text{C.3.2})$$

où n est la densité de sites de nucléation (nombre de sites de nucléation par unité de surface) et f la fréquence de détachement des bulles.

Des relations supplémentaires sont nécessaires pour fermer le modèle. Il faut en effet exprimer la fréquence de détachement des bulles f , le temps d'attente t_q entre le détachement d'une bulle et la nucléation de la suivante, le diamètre des bulles au détachement d_d , la densité des sites de nucléation n , l'aire d'influence de la nucléation A_b .

La fraction surfacique A_b associée au détachement des bulles est définie par :

$$A_b = \min \left(1; K \frac{n \pi d_d^2}{4} \right) \quad (\text{C.3.3})$$

où $\pi d_d^2/4$ est l'aire projetée, sur la surface de la paroi, d'une bulle au détachement, et K un facteur lié à l'aire d'influence d'un site de nucléation, prenant en compte les effets de recouvrement entre plusieurs sites. Des valeurs $5.8 < K < 7.5$ sont déterminées expérimentalement par [Del Valle et Kenning \(1985\)](#).

Enfin, la densité de flux de trempe ϕ_q est déterminée par le modèle de [Del Valle et Kenning \(1985\)](#), par un flux thermique transitoire transmis au liquide considéré comme

2. q pour "quenching"

un milieu semi-infini à la température T_l , moyenné selon la durée t_q entre le détachement d'une bulle et la nucléation de la suivante. Elle s'exprime :

$$\phi_q = A_b f t_q \frac{2\lambda_l (T_w - T_l)}{\sqrt{\frac{\pi t_q \lambda_l}{\rho_l C_{p_l}}}} \quad (\text{C.3.4})$$

où f est la fréquence de détachement des bulles ($f t_q$ correspond donc à la fraction temporelle de la phase de trempe).

Annexe D

Implémentation du modèle de changement de phase hybride dans OpenFOAM

Cette annexe concerne les détails de l'implémentation du modèle de changement de phase hybride Lee/Tanasawa dans OpenFOAM pour le calcul du terme source dans l'équation de conservation de l'énergie. Cette implémentation est basée sur la librairie non-officielle `TwoPhaseFlow` disponible sur Github à l'adresse suivante : <https://github.com/DLR-RY/TwoPhaseFlow>.

Les équations liées à cette formulation sont rappelées ci-dessous. Dans les cellules adjacentes à la paroi solide, le modèle de Lee est utilisé pour créer l'interface. Le terme source de changement de phase dans l'équation de l'énergie 3.3.9 s'écrit :

$$q_{ch} = \begin{cases} r_e \alpha_l \rho_l \Delta h_{lv} \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T > T_{sat} \text{ (ébullition)} \\ r_c \alpha_v \rho_v \Delta h_{lv} \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } T < T_{sat} \text{ (condensation)} \end{cases} \quad (\text{D.0.1})$$

Le modèle de Tanasawa prend le relais dans le reste du domaine, ainsi que dans les cellules adjacentes à la paroi lorsqu'une interface a déjà été créée par le modèle de Lee. Le terme source de changement de phase dans l'équation de l'énergie s'écrit alors :

$$q_{ch} = \frac{S_{int}}{V_{cell}} \frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}^2 \rho_v}{T_{sat}^{3/2} \sqrt{2\pi R}} (T - T_{sat}) \quad (\text{D.0.2})$$

Ce modèle de changement de phase a été implémenté pour modifier les termes sources de changement de phase dans l'équation de conservation de l'énergie, c'est à dire dans le dossier `src/phaseChange/phaseChangeModels/energySourceTermModel`. Ce nouveau modèle est associé à la création d'une nouvelle classe nommée `hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs`. Deux fichiers sont à créer, un d'entêtes pour déclarer les classes (.H) et l'autre pour définir les classes (.C.)

En plus du constructeur et du destructeur, la classe `hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs` contient cinq fonctions (ou méthodes) :

- `TSource1` pour le terme source dans l'équation de la chaleur dans le liquide ;
- `TSource2` pour le terme source dans l'équation de la chaleur dans la vapeur ;

- **energySource** pour le terme source d'énergie utilisé pour calculer les termes sources de fraction volumique de phase ;
- **energyFlux1** pour le terme de flux de chaleur associé au changement de phase dans le liquide ;
- **energyFlux2** pour le terme de flux de chaleur associé au changement de phase dans la vapeur ;

La première chose à faire consiste à récupérer les cellules adjacentes aux parois, afin d'y calculer les termes sources de changement de phase lorsque nécessaire. Puisque les parois ne changent pas au cours de la simulation, cette récupération est effectuée une seule fois. Le code associé est présenté dans le bloc [D.1](#).

D'abord il faut récupérer les étiquettes des parois concernées. Puisque ces parois sont dépendantes de la simulation, celles-ci sont lues dans le dictionnaire associé au choix de modèle de changement de phase. Cette étape est réalisée avec les lignes 32 à 37 du code [D.1](#). La liste **wordReList** contient les noms lus associés aux différentes frontières (les mêmes noms que ceux dans le **blockMeshDict** et utilisés dans les fichiers de conditions aux limites). La variable **patchSet** contient les identifiants des parois associés à ces noms. Ensuite, dans les lignes 39 à 44 les identifiants des cellules adjacentes aux parois sont stockées dans la variable **wallCells_**. La fonction **faceCells** permet de récupérer la liste des cellules adjacentes à une frontière donnée. Pour chaque frontière dans la variable **patchSet** (ligne 39), les cellules adjacentes sont ajoutées à la liste **wallCells_** (ligne 42).

Code OpenFOAM D.1 – Récupération des cellules adjacentes à la paroi

```

1 Foam::hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs
2   :: hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs
3   (
4       const phaseModel& phase1 ,
5       const phaseModel& phase2 ,
6       const compressibleInterPhaseTransportModel& turbModel ,
7       const volScalarField& p ,
8       singleComponentSatProp& satModel ,
9       reconstructionSchemes& surf ,
10      const dictionary& dict
11  )
12  :
13      energySourceTermModel
14      (
15          typeName ,
16          phase1 ,
17          phase2 ,
18          turbModel ,
19          p ,
20          satModel ,
21          surf ,
22          dict
23      ) ,
24      evapCoeff_ ( modelDict (). get<scalar> (" sigma " ) ) ,
25      re_ ( modelDict (). get<scalar> (" re " ) ) ,
26      rc_ ( modelDict (). get<scalar> (" rc " ) ) ,
27      R_ (" R " , dimGasConstant , 0 )
28  {
29      {

```



```

30     R_.value() = modelDict().get<scalar>("R");
31
32     patchSet_ =
33         phase1_.mesh().boundaryMesh().patchSet
34         (
35             wordReList(modelDict().lookupOrDefault("patches",
36                                                         wordReList()))
37         );
38     Info << "patchSet : " << patchSet_ << endl;
39     forAll(patchSet_, patchIDi)
40     {
41         const polyPatch& pp = phase1_.mesh().boundaryMesh()[patchIDi];
42         wallCells_.append(pp.faceCells());
43     }
44 }
45 }

```

Le bloc D.2 présente le code associé à la fonction **TSource1** pour le calcul du terme source dans l'équation de la chaleur pour le liquide. La fonction **TSource2** suit exactement le même principe, en intervertissant les températures liquide en température vapeur lorsque nécessaire, et n'est donc pas présentée ici. Afin d'impliquer le terme source dans l'équation de la chaleur, celui est exprimé comme le produit d'un facteur dépendant du modèle de changement de phase par l'écart à la température de saturation : $A_{Tanasawa/Lee} \times (T - T_{sat})$. Les lignes 4 à 20 servent à récupérer les différentes variables nécessaires au calcul du terme source et ne sont pas dépendantes spécifiquement ni explicitement du modèle de changement de phase hybride. Les lignes 25 à 30 concernent l'expression d'une partie du coefficient A pour le modèle de Tanasawa : $\frac{2f}{2-f} \frac{\Delta h_{lv}^2 \rho_v}{T_{sat}^{3/2} \sqrt{2\pi R}}$. Il s'agit de l'expression indépendante de l'interface (absence du terme S_{int}/V_{cell}).

Ensuite nous introduisons le champ scalaire **magSurf** à la ligne 29, initialisé avec la valeur de l'aire de l'interface. Le compteur initialisé à la ligne 28 n'est pas indispensable mais peut servir pour vérifications.

Les lignes 32 à 46 viennent modifier la valeur de **magSurf** pour les cellules adjacentes à la paroi, stockées dans la variable **wallCells_**, puisque dans celles-ci, le modèle de Lee est à activer à la place du modèle de Tanasawa si les conditions sont réunies. Il faut pour cela qu'il n'y ait pas encore d'interface créée dans cette cellule (ligne 28) et que la température du liquide soit supérieure à la température de saturation (ligne 29). Le critère d'interface créée ou non est basée sur la valeur de l'aire de l'interface dans la cellule. Si cette aire est inférieure à 10 % de l'aire de la face $\Delta_x \times \Delta_z$ (ligne 36), nous considérons qu'il n'y a pas encore d'interface bien formée, et le modèle de Lee peut être appliqué.

Si les deux critères sont réunis, alors le modèle de Lee est utilisé plutôt que celui de Tanasawa. L'expression de l'aire de l'interface est modifiée puisque le modèle de Lee n'en est pas dépendant (ligne 42). Ensuite le coefficient A du modèle de Lee remplace celui de Tanasawa dans **TSource** aux lignes 44 et 45.

Enfin, la multiplication par le rapport entre l'aire de l'interface et le volume de la cellule S_{int}/V_{cell} est effectuée à la ligne 51. Pour finir, ce terme source est formulé dans la variable matricielle **T1Source** à la ligne 52, avec une contribution implicite pour le terme $A_{Tanasawa/Lee} \times T$ et explicite pour le terme $A_{Tanasawa/Lee} \times T_{sat}$. C'est cette variable qui est introduite comme terme source dans l'équation de la chaleur.

Code OpenFOAM D.2 – Fonction TSource1

```

1 Foam::tmp<Foam::fvScalarMatrix>
2   Foam::hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs::TSource1()
3 {
4   surf_.reconstruct(false);
5   const fvMesh& mesh = phase1_.mesh();
6
7   const volScalarField& TSat = satModel_.TSat();
8
9   volScalarField psi2 = phase2_.thermo().psi();
10  if (phase2_.thermo().incompressible())
11  {
12    psi2 = 1/(R_*phase2_.thermo().T());
13  }
14  const volScalarField& rho2 = phase2_.thermo().rho();
15  const volScalarField& rho1 = phase1_.thermo().rho();
16  const volScalarField& T2 = phase2_.thermo().T();
17  const volScalarField& T1 = phase1_.thermo().T();
18  const volScalarField& alpha1 =
19    mesh.lookupObject<volScalarField>("alpha.water");
20
21  volScalarField TSource
22  (
23    (2*evapCoeff_)/(2-evapCoeff_)
24    *pow(satModel_.L(),2)/(pow(2*constant::mathematical::pi*R_,0.5))
25    *rho2/pow(TSat,1.5)
26  );
27
28  scalar count = 0.0;
29  volScalarField magSurf = mag(surf_.normal());
30  const surfaceVectorField& deltas = mesh.delta();
31
32  forAll(wallCells_, faceI)
33  {
34    label faceCellI = wallCells_[faceI];
35    scalar surface = deltas[faceCellI].x()*deltas[faceCellI].z();
36    if (magSurf[faceCellI] < surface*0.1 &&
37        pos(T1[faceCellI] - TSat[faceCellI]))
38    {
39      count++;
40      // compensate division by cell volume for TSourceRef
41      magSurf[faceCellI] = 1.0*mesh.V()[faceCellI];
42      // Lee expression for phase change
43      TSource[faceCellI] = re_*alpha1[faceCellI]*rho1[faceCellI]
44        /TSat[faceCellI]*satModel_.L()[faceCellI];
45    }
46  }
47  Info << "count 1 " << count << endl;
48
49  TSource.ref() *= magSurf/mesh.V();
50  tmp<fvScalarMatrix> T1Source(fvm::Sp(TSource,T1) - TSource*TSat);
51  return T1Source;
52 }

```

Le bloc [D.3](#) présente le code associé à la fonction `energySource` pour le calcul du terme

source d'énergie, qui sera ensuite converti en terme source volumique dans l'équation de fraction volumique de phase par division par l'enthalpie de changement de phase, selon l'équation 3.4.3 rappelée ci-dessous :

$$\dot{\rho} = \frac{q_{ch}}{\Delta h_{lv}} \quad (\text{D.0.3})$$

Ce bloc ne code n'apporte rien de nouveau par rapport à la fonction TSource1 en terme de fonctionnalités utilisées.

Code OpenFOAM D.3 – Fonction energySource

```

1 Foam::tmp<Foam::volScalarField>
2   Foam::hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs::energySource()
3 {
4   surf_.reconstruct(false);
5   const fvMesh& mesh = phase1_.mesh();
6
7   const volScalarField& TSat = satModel_.TSat();
8   const volScalarField& T1 = phase1_.thermo().T();
9   const volScalarField& T2 = phase2_.thermo().T();
10
11   volScalarField magSurf = mag(surf_.normal());
12   labelList wallCells; // pour contenir toutes les cellules proche paroi
13   const surfaceVectorField& deltas = mesh.delta();
14
15   forAll(wallCells_, faceI)
16   {
17     label faceCellI = wallCells_[faceI];
18     scalar surface = deltas[faceCellI].x()*deltas[faceCellI].z();
19     if (magSurf[faceCellI] < surface*0.1 &&
20         pos(T1[faceCellI] - TSat[faceCellI]))
21     {
22       // compensate division by cell volume for energySourceRef
23       magSurf[faceCellI] = 1.0*mesh.V()[faceCellI];
24     }
25     else if (magSurf[faceCellI] < surface*0.1 &&
26             neg(T2[faceCellI] - TSat[faceCellI]))
27     {
28       // compensate division by cell volume for energySourceRef
29       magSurf[faceCellI] = 1.0*mesh.V()[faceCellI];
30     }
31   }
32
33   tmp<volScalarField> energySource
34   (
35     energyFlux1() + energyFlux2()
36   );
37
38   volScalarField& energySourceRef = energySource.ref();
39   energySourceRef.ref() *= magSurf/mesh.V();
40   energySourceRef.correctBoundaryConditions();
41
42   return energySource;
43 }
```

Le bloc D.4 présente le code associé à la fonction **energyFlux1** pour le calcul des flux de changement de phase dans la phase liquide. Elle est similaire à la fonction **TSource1**, sauf qu'elle ne prend pas en compte la multiplication par le terme S_{int}/V_{cell} .

Code OpenFOAM D.4 – Fonction energyFlux1

```

1 Foam::tmp<Foam::volScalarField>
2   Foam::hybridSchrageLeeCreateOnWallBoundaryCoeffs::energyFlux1 ()
3 {
4   const volScalarField& TSat = satModel_.TSat();
5
6   volScalarField psi2 = phase2_.thermo().psi();
7   if (phase2_.thermo().incompressible())
8   {
9     psi2 = 1/(R_*phase2_.thermo().T());
10  }
11  const volScalarField& rho2 = phase2_.thermo().rho();
12  const volScalarField& rho1 = phase1_.thermo().rho();
13  const volScalarField& T1 = phase1_.thermo().T();
14  const volScalarField& T2 = phase2_.thermo().T();
15
16  const fvMesh& mesh = phase1_.mesh();
17
18  volScalarField TSource
19  (
20    (2*evapCoeff_)/(2-evapCoeff_)
21    *pow(satModel_.L(),2)/(pow(2*constant::mathematical::pi*R_,0.5))
22    *rho2/pow(TSat,1.5)
23  );
24
25  volScalarField magSurf = mag(surf_.normal());
26  const volScalarField& alpha1 =
27    mesh.lookupObject<volScalarField>("alpha.water");
28  const surfaceVectorField& deltas = mesh.delta();
29  forAll(wallCells_, faceI)
30  {
31    label faceCellI = wallCells_[faceI];
32    scalar surface = deltas[faceCellI].x()*deltas[faceCellI].z();
33    if (magSurf[faceCellI] < surface*0.1 &&
34        pos(T1[faceCellI] - TSat[faceCellI]))
35    {
36      // Lee expression for phase change
37      TSource[faceCellI] = re_*alpha1[faceCellI]*rho1[faceCellI]
38        /TSat[faceCellI]*satModel_.L()[faceCellI];
39    }
40  }
41
42  tmp<volScalarField> energyFlux1 (TSource*(T1-TSat));
43
44  return energyFlux1;
45 }
```

Annexe E

Visualisation du maillage de la Boucle Diphasique Gravitaire

Cette annexe propose d'autres visualisations du maillage de la BDG pour compléter la description de la section 4.3, dans laquelle seul le maillage du coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur est illustré.

Pour rappel, les dimensions de la BDG sont résumées ci-dessous et la répartition des cellules dans chaque section est présentée à nouveau dans le [Tableau E.1](#). La hauteur totale de la boucle est de 50 cm et sa largeur totale est de 24 cm. Les sections verticales rectilignes ont une longueur de 23 cm (évaporateur, colonne vapeur, condenseur et colonne liquide). Les sections horizontales rectilignes ont une longueur de 20 cm (ligne liquide et ligne vapeur). Les sections verticales et horizontales sont connectées par des coudes dont le rayon de courbure est de 2 cm. La conduite a une section carrée de côté 1 cm. Avec tous ces paramètres, le volume de fluide est d'1,44 L. L'épaisseur des parois solides de part et d'autre du fluide est de 2 mm.

Section	Ligne liquide	Evaporateur	Colonne vapeur	Ligne vapeur	Condenseur	Colonne liquide	Coudes
Nombre de cellules	150	800	400	300	400	150	3×50 1×30

TABLEAU E.1 – Répartition des cellules le long de la fibre neutre.

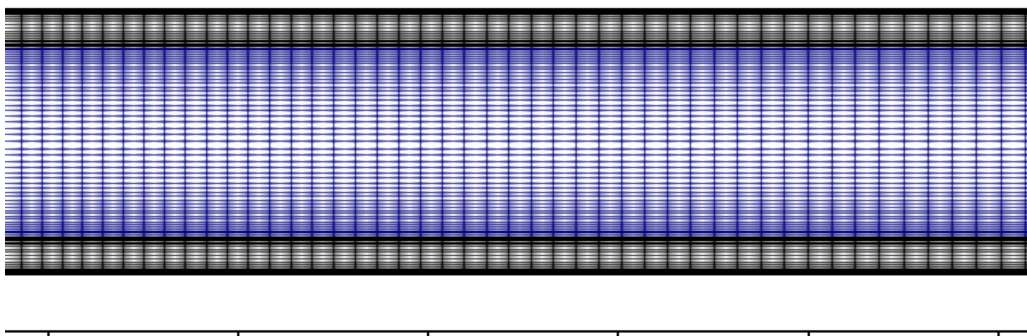


FIGURE E.1 – Maillage de l'entrée de la ligne liquide. Les arêtes noires représentent les cellules des domaines solides et les bleues celles du domaine fluide.

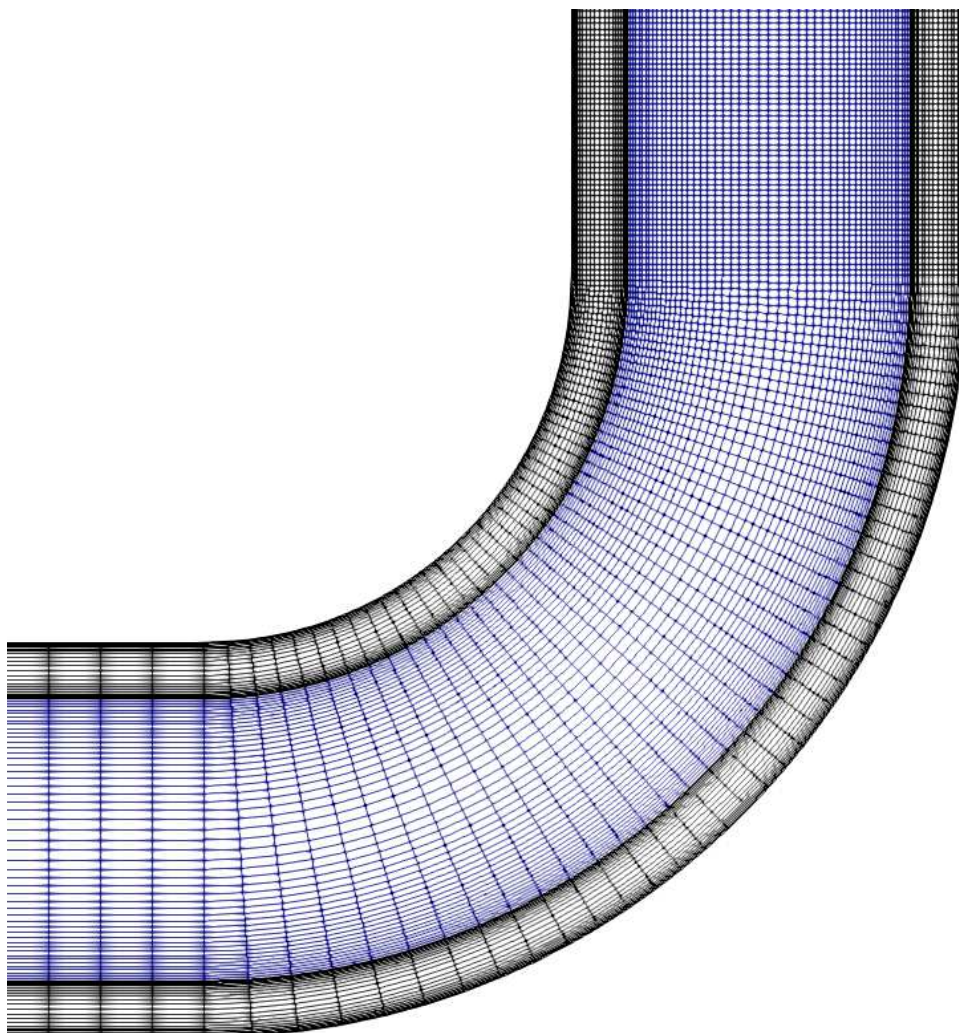


FIGURE E.2 – Maillage du coude entre la ligne liquide et l'évaporateur. Les arêtes noires représentent les cellules des domaines solides et les bleues celles du domaine fluide.

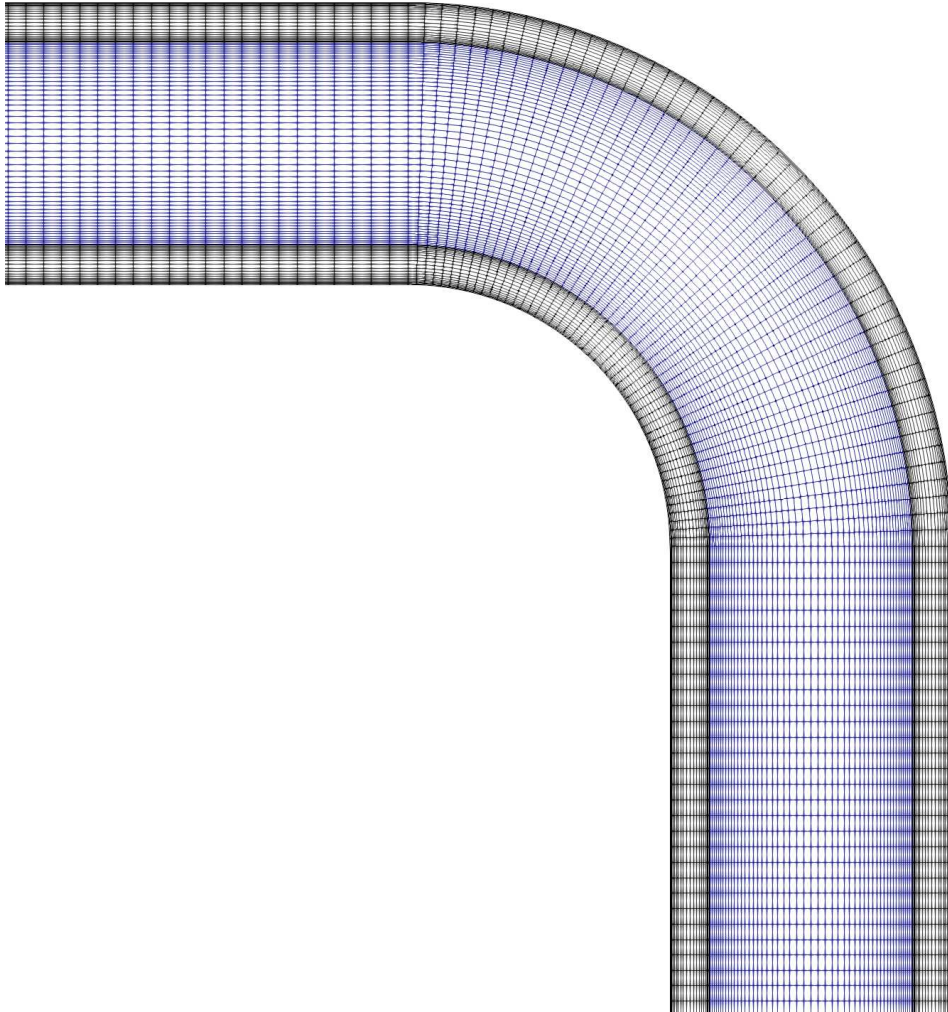


FIGURE E.3 – Maillage du coude entre la colonne vapeur et la ligne vapeur. Les arêtes noires représentent les cellules des domaines solides et les bleues celles du domaine fluide.

Annexe F

Caractéristiques du calculateur Amiral

Les calculs ont été effectués sur le calculateur Amiral de l'équipe COST à l'institut Pprime. Ce calculateur est composé de sept nœuds. Les trois premiers ont 48 processeurs et les quatre autres 64. Ils s'agit de processeurs Intel® Xeon® Silver 4216.

Les caractéristiques de ces différents processeurs sont présentées dans le [Tableau F.1](#)

Nœud	Nombre de CPU	Fréquence (Ghz)	Mémoire (Go)	Cache (Mo)
1 à 3	48	2,1	64	22
4 à 7	64	2,1	64	22

TABLERAU F.1 – Propriétés des nœuds de calcul du calculateur Amiral.

Annexe G

Coefficient d'échange thermique monophasique

Cette annexe apporte quelques éléments de calcul du coefficient d'échange monophasique mentionné dans la section 4.6.2. Ce coefficient est calculé à partir d'une corrélation en convection naturelle.

Cette corrélation est basée sur le calcul du nombre de Nusselt Nu à partir du nombre de Prandtl Pr et du nombre de Grashof Gr . Les expressions de ces différents nombres adimensionnels sont rappelées ci dessous :

$$Nu = \frac{hL}{\lambda}, \quad Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}, \quad Gr = \frac{g\beta L^3 (T_p - T) \rho^2}{\mu^2} \quad (\text{G.0.1})$$

où h , L , λ , μ , C_p , g , β , T_p , T et ρ sont respectivement le coefficient d'échange thermique, la longueur caractéristique, la conductivité thermique, la capacité thermique massique, l'accélération de la pesanteur, le coefficient de dilatation thermique, la température de la paroi, la température du fluide loin de la paroi et la masse volumique.

D'après McAdams *et al.* (1961), pour un liquide en convection naturelle dans le cadre d'une paroi verticale chauffée, le nombre de Nusselt s'exprime sous la forme :

$$Nu = C (PrGr)^n \quad (\text{G.0.2})$$

où C et n sont des coefficient dépendants de la valeur du nombre de Rayleigh $Ra = PrGr$.

Les propriétés du méthanol liquide sont présentées dans le Tableau G.1. La température de la paroi est de l'ordre de 364 K et celle du fluide de l'ordre de 340 K. La longueur caractéristique considérée est la hauteur de l'évaporateur, soit $L = 0,23$ cm.

ρ (kg m ⁻³)	C_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	μ (Pa s)	λ (W m ⁻² K ⁻¹)	β (K ⁻¹)
790,43	2504,7	$5,8498 \times 10^{-4}$	0,20112	0,00118

TABLEAU G.1 – Propriétés thermophysiques du méthanol liquide.

Dans ces conditions, on a $Ra \sim 4,5 \times 10^{10}$ donc les coefficients de la corrélation sont $C = 0,13$ et $n = 1/3$. La valeur du coefficient d'échange thermique est finalement $h \approx 370$ W m⁻² K⁻¹.

Simulation numérique d'une Boucle Diphasique Gravitaire par la méthode *Volume-of-Fluid*

Résumé : L'avancée remarquable de l'électronique de puissance s'est accompagnée de la miniaturisation des systèmes, nécessitant un refroidissement très performant. Une des solutions consiste à utiliser des boucles fluides diphasiques, dans lesquelles le transfert de chaleur est associé au changement d'état du fluide. L'objectif de cette thèse est de modéliser l'écoulement diphasique à phases séparées dans une boucle diphasique gravitaire. L'interface en mouvement est capturée par la méthode *Volume-of-Fluid*. Parmi les différents modèles de changement de phase disponibles dans la littérature, nous avons choisi d'utiliser un modèle hybride : un modèle de sous-maille pour générer le changement de phase à la paroi en absence d'interface résolue, et un modèle d'interface résolue pour le changement de phase aux interfaces liquide-vapeur déjà formées. Ces modèles ont été implémentés dans le code de calcul OpenFOAM. Le solveur développé permet la simulation d'un écoulement diphasique compressible laminaire avec changement de phase liquide-vapeur diabatique. Les transferts de chaleur couplés entre la paroi solide et le fluide sont également pris en compte. Les simulations numériques 2D montrent que le solveur développé est capable de reproduire les régimes d'écoulements obtenus expérimentalement, tels que la formation de bulles de Taylor et la propulsion de liquide de l'évaporateur vers le condenseur lors de l'ébullition en geyser. Il s'agit également d'étudier l'influence de la densité de flux apportée à l'évaporateur et du taux de remplissage sur les régimes d'écoulement et les performances de la boucle.

Mots clés : Boucle Diphasique Gravitaire, Transfert de chaleur, Changement de phase liquide-vapeur, Système de refroidissement passif

Numerical simulation of a two-phase loop thermosyphon using the *Volume-of-Fluid* method

Abstract : The significant progress made in power electronics has been tied with the miniaturisation of systems, requiring high-performance cooling devices. One possible solution involves the use of two-phase loops, in which heat transfer is associated with the phase change of the working-fluid. This thesis aims at modeling a two-phase flow with separated phases in a gravity-driven two-phase loop. The Volume-of-Fluid method is employed to capture the moving interface. Among the various phase change models available in the literature, we have chosen to employ a hybrid model : a subgrid-scale model to generate phase change at the wall in the absence of an interface, and a resolved interface model for phase change at pre-existing liquid-vapor interfaces. These models have been implemented in the OpenFOAM computational code. The developed solver allows us to simulate compressible laminar two-phase flow with diabatic liquid-vapor phase change. Conjugate heat transfer between the wall and the fluid is also taken into account. Two-dimensional numerical simulations demonstrate that the developed solver is capable of reproducing remarkably wemmflo regimes obtained from experiments, including the formation of Taylor bubbles and the propulsion of liquid from the evaporator to the condenser during geyser boiling. Furthermore, this study examines how the heat flux applied to the evaporator and the filling ratio affect flow regimes and the two-phase loop performance.

Keywords : Two-phase loop thermosyphon, Heat transfer, Liquid-vapor phase change, Passive cooling system