



HAL
open science

Etude expérimentale de l'ébullition en masse dans un milieu poreux modèle

Paul Sapin

► **To cite this version:**

Paul Sapin. Etude expérimentale de l'ébullition en masse dans un milieu poreux modèle. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2014. Français. NNT : 2014INPT0043 . tel-04262100

HAL Id: tel-04262100

<https://theses.hal.science/tel-04262100>

Submitted on 27 Oct 2023

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Présentée et soutenue par :

Paul SAPIN

le mercredi 14 mai 2014

Titre :

Etude expérimentale de l'ébullition en masse dans un milieu poreux modèle

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Directeur(s) de Thèse :

Marc PRAT, DR CNRS, IMFT
Michel QUINTARD, DR CNRS, IMFT

Jury :

Lounès TADRIST, Professeur des Universités, IUSTI (Président du jury)
Henri BERTIN, Directeur de Recherche, ENSCBP (Rapporteur)
Frédéric LEFEVRE, Professeur des Universités, CETHIL (Rapporteur)
Florian FICHOT, Ingénieur de Recherche, Tuteur de thèse, IRSN (Examinateur)
Paul DURU, Maître de Conférences, IMFT (Examinateur)
Vincent AYEL, Maître de Conférences, Institut Pprime (Examinateur)

RESUME

Ce travail propose une étude expérimentale de l'ébullition en masse dans une structure poreuse modèle. L'objectif est d'approfondir la compréhension des transferts de chaleur dans un écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur en milieu poreux, en liaison avec la problématique de la gestion des accidents graves dans les réacteurs nucléaires. A la suite d'un dysfonctionnement sur le circuit de refroidissement d'un réacteur nucléaire, l'augmentation de la température au sein du cœur provoque l'effondrement des tubes contenant le combustible. Il en résulte la formation d'un lit de débris chaud, assimilable à un milieu poreux dégageant une puissance thermique importante, qui peut être refroidi efficacement par renoyage avec de l'eau. Cela engendre des mécanismes d'ébullition intenses qu'il convient de modéliser proprement pour estimer les chances de succès du renoyage.

Notre étude vise à caractériser les échanges de chaleur à l'échelle du pore en fonction des caractéristiques de l'écoulement local. Une partie importante du travail a été consacrée à la mise au point du dispositif expérimental. Le cœur du dispositif est un milieu poreux bidimensionnel formé de cylindres disposés aléatoirement entre deux plaques de céramique. Chaque cylindre est une sonde à résistance de platine, utilisée non seulement pour fournir la puissance thermique désirée mais aussi pour mesurer la température de l'élément : chaque élément chauffant est contrôlé individuellement ou en groupe à l'aide d'un système d'asservissement temps réel. La plaque supérieure étant transparente, la distribution des phases au sein du poreux est obtenue par visualisation haute vitesse. L'acquisition d'images et les mesures thermiques permettent de caractériser l'échange de chaleur effectif local en fonction du régime d'ébullition.

Deux configurations principales ont été étudiées. Dans la première, le milieu est initialement saturé en liquide et chauffé jusqu'à l'apparition de la vapeur et l'obtention de

différents régimes d'ébullition. Ceci a notamment permis d'établir des courbes de Nukiyama en milieu confiné. Dans la seconde, dite de renoyage, le liquide est injecté dans le milieu sec et surchauffé initialement. Ceci a permis de caractériser la dynamique du renoyage et de visualiser les régimes d'écoulement rencontrés. Les résultats sont discutés en relation avec le modèle macroscopique à non-équilibre thermique local actuellement le plus avancé pour l'étude de ces différentes situations d'ébullition.

ABSTRACT

This manuscript presents a pore-scale experimental study of convective boiling heat transfer in a two-dimensional porous medium. The purpose is to deepen the understanding of thermohydraulics of porous media saturated with multiple fluid phases, in order to enhance management of severe accidents in nuclear reactors. Indeed, following a long-lasting failure in the cooling system of a pressurized water reactor (PWR) or a boiling water reactor (BWR) and despite the lowering of the control rods that stops the fission reaction, residual power due to radioactive decay keeps heating up the core. This induces water evaporation, which leads to the drying and degradation of the fuel rods. The resulting hot debris bed, comparable to a porous heat-generating medium, can be cooled down by reflooding, provided a water source is available. This process involves intense boiling mechanisms that must be modelled properly.

The experimental study of boiling in porous media presented in this thesis focuses on the influence of different pore-scale boiling regimes on local heat transfer. The experimental setup is a model porous medium made of a bundle of heating cylinders randomly placed between two ceramic plates, one of which is transparent. Each cylinder is a resistance temperature detector (RTD) used to give temperature measurements as well as heat generation. Thermal measurements and high-speed image acquisition allow the effective heat exchanges to be characterized according to the observed local boiling regimes. This provides precious indications for the type of correlations used in the non-equilibrium macroscopic model used to model reflooding process.

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été effectués au sein du Groupe d'Etudes sur les Milieux Poreux (GEMP) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), en collaboration avec l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN). Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des personnes de ces deux organismes qui ont contribué à ce projet de recherche, ainsi qu'Electricité de France pour le financement.

En premier lieu, je remercie Marc Prat, Michel Quintard, Florian Fichot et Paul Duru qui m'ont encadré et guidé au cours de ces trois années. Un grand merci Marc et Michel pour m'avoir fait bénéficier de vos savoirs et visions scientifiques qui m'ont permis d'appréhender la complexité des transferts en milieux poreux, qui étaient pour moi, au début de cette thèse, bien obscurs. Tes remarques stimulantes et constructives, Michel, et ton pragmatisme et ton optimisme, Marc, m'ont permis de prendre du recul et de ne pas perdre le cap, en particulier lors des épisodes difficiles rencontrés au cours du montage du banc expérimental. Florian, je te remercie chaleureusement pour ton enthousiasme et ta bienveillance. Connaissant ton intérêt pour la physique du renoyage des lits de débris et ta grande curiosité, j'imagine qu'il n'était pas évident d'être éloigné - géographiquement - du développement du dispositif expérimental. Toutefois, tu as su être présent à tous les stades de mes travaux de thèse. Merci pour ta disponibilité et tes encouragements ! Paul, tu m'as accompagné, aidé et motivé tout au long de la conception et de la réalisation de la manip ; je te remercie vivement de ton engouement pour notre travail expérimental.

Le dispositif que nous avons mis en place est le fruit du travail de plusieurs individus. En cela, il mérite de nombreuses signatures. Cependant, le résultat n'aurait pas été le même sans les contributions de deux personnes que je tiens à remercier tout particulièrement. Pour obtenir des cylindres chauffants, qui sont le cœur de la section test,

Hervé Ayrolles eut l'idée brillante de détourner des sondes à résistance de platine de leur utilisation classique. Hervé, je te suis très reconnaissant, non seulement pour cette idée originale mais aussi pour le temps (long) que tu as passé à la réalisation des modules de contrôle. Merci beaucoup ! Et sur cette expérience, on peut reconnaître la patte de Ruddy Soeparno dont le savoir-faire, le calme et l'ingéniosité ont permis de relever de nombreux obstacles techniques. Ruddy, tu as été là à tout moment, et j'ai bigrement apprécié me creuser la tête avec toi, à l'atelier, en salle d'xp ou ailleurs... Merci pour tout et surtout pour l'amitié que tu m'as témoignée.

Je mesure également l'apport des remarques éclairantes de Catherine Colin, de la persévérance qu'a montrée Sébastien Cazin pour obtenir de bonnes visualisations, des astuces de Grégory Ehses, des techniques utiles en CAD de Christophe Korbuly, de l'aide de l'équipe de l'atelier, et de la peine que se sont donnée Marie-Claire Kallend et Suzy Bernard pour me dépatouiller de mésaventures administratives liées à mon organisation folklorique. Merci à vous !

Pour les moments et les rires partagés avec eux, je remercie tous les membres de GEMP, Mauricio, Laetitia, Ben-J, Ange, Cypi, Sophie, Arnaud, Stéphanie, Flo, David, Ian, Myriam, Yohan. . . avec une pensée toute spéciale à Pierrot, Romain, Jaco, Ruddy et Gérard ; ç'aurait été bien terne sans vous !

Et parce qu'ils sont toujours présents, je saisis cette opportunité de remercier tous les potos, de çà et là : Carotte et Ludivine, Hutch, Rodrig, Stevan et Elsa, Soso et Martin, Hélène et Yo, Fanchon, Sarah, Nick, Seb et le Caminito, La P'tite et Nico, Briçou, Valou et Sara, Rico et Chaton, Sam, Shima, Fouch, Caro et Débo, Maïté, Sacha et Lucas, Alice et Pierrot, Sam et Val, Lara, Michael, et tous ceux que j'oublie.

Pour leur soutien constant et pour tout le reste, je remercie affectueusement mes parents. Un grand merci aussi à mes frérots, à toute la tribu, aux Cabrillat-Gonnet et à mes grands parents pour leur inspiration !

Enfin et surtout, merci à toi ma Cécilou pour tout ce que tu m'apportes.

Table des matières

RESUME	III
ABSTRACT	V
Remerciements	VII
Nomenclature	XXII
Introduction	1
1 Les principaux types de réacteurs	2
1.1 Le réacteur à eau sous pression (REP)	2
1.2 Le réacteur à eau bouillante (REB)	3
2 Les barrières de confinement	4
3 Accident de perte de réfrigérant : scénario LOCA	6
3.1 Three Mile Island et Fukushima Dai-ichi	6
3.2 Les étapes successives d'un scénario LOCA	7
4 Motivations et objectifs de l'étude	10
I Les transferts de chaleur en ébullition	13
1 La nucléation	14
1.1 Thermodynamique de la nucléation	14
1.2 La nucléation hétérogène	17
1.3 Croissance et départ d'une bulle de vapeur	20
2 Ebullition sur une paroi externe	21
2.1 Description qualitative de l'ébullition libre saturée	21
2.2 Corrélations pour l'ébullition libre saturée	25

2.3	Paramètres influents	28
3	Ebullition dans un écoulement intra-tubulaire	33
3.1	Régimes et transitions en ébullition convective intra-tubulaire	33
3.2	Influence du confinement	40
4	Conclusion	43
II	Modélisation du renoyage d un lit de débris	45
1	Représentation d'un lit de débris	46
1.1	Les différentes échelles d'observation	46
1.2	Hypothèses sur la structure du lit de débris	48
1.3	Définitions de propriétés macroscopiques	49
2	Découplage des problèmes hydrodynamique et thermique	51
3	Conservation de la quantité de mouvement	52
4	Transferts de masse et de chaleur	55
4.1	Hypothèses de modélisation à l'échelle locale	56
4.2	Conservation de la masse	57
4.3	Conservation de l'énergie	59
4.4	Estimation des paramètres intrinsèques	66
5	Contribution de l'ébullition	68
5.1	Le principe de superposition	69
5.2	Lien entre flux volumiques et surfaciques	70
5.3	Application du principe de superposition	71
6	Discussion sur la modélisation des transferts de chaleur	77
6.1	Estimations des contributions de la conduction, de la convection et de l'évaporation	77
6.2	Prise en compte de la contribution de l'ébullition	79
7	Validation expérimentale du modèle numérique de renoyage	81
7.1	Dispositif expérimental PRELUDE	82
7.2	Aperçu des résultats expérimentaux	83
7.3	Bilans enthalpique et massique	85
7.4	Comparaison avec les résultats numériques	86
III	Description du dispositif expérimental	89
1	Conception d'un milieu poreux modèle "bidimensionnel" chauffant	90
1.1	Choix des éléments chauffants	91

1.2	Algorithme de génération d'un milieu poreux "2D" hétérogène . . .	94
1.3	Réalisation de la section test	97
2	La boucle fluide	102
2.1	Fonctionnement de la boucle fermée	102
2.2	Acquisition du débit et de la pression	103
3	Contrôles et relevés thermiques	106
3.1	Conception d'un module de contrôle	106
3.2	Réalisation des modules et branchement des sondes	110
4	Visualisation des écoulements diphasiques	112
5	Conclusion	114
IV Présentation et interprétation des résultats		117
1	Interprétation des mesures thermiques en régime permanent	118
1.1	Etalonnage des sondes	118
1.2	Caractérisation thermique de la sonde	119
1.3	Modélisation thermique de la section test	119
1.4	Validation expérimentale de la modélisation des pertes thermiques	125
2	Obtention expérimentale de courbes de Nukiyama	128
2.1	Courbes d'ébullition sur un élément unique dans le milieu poreux modèle "non chauffé"	128
2.2	Courbe d'ébullition sur un élément dans un milieu poreux chauffant	135
3	Etude expérimentale du renoyage d'un milieu poreux modèle	140
3.1	Observation d'un transitoire de renoyage à l'échelle locale	140
3.2	Description d'un transitoire de renoyage à l'échelle macroscopique	142
Conclusion et perspectives		145
A Etude numérique de l'instabilité du front de renoyage		151
1	Modélisation du renoyage avec équilibre thermique local	152
1.1	Maillage dynamique	152
1.2	Résolution du problème de Stefan	153
2	Déstabilisation du front de vaporisation	155
2.1	Critère absolu de stabilité	155
2.2	Déstabilisation du front de vaporisation à partir du modèle 2D de renoyage	157

Table des figures

1	Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire REP	3
2	Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire REB	4
3	Schémas d'un crayon combustible (gauche) et d'un assemblage combustible (droite)	5
4	Etat supposé du cœur de TMI-2, (a) 174 minutes après le début de l'accident et (b) après renoyage partiel du cœur	9
5	(a)Essais PRELUDE/PEARL, IRSN : Billes d'acier chauffées par induction; (b) Thèse IMFT/IRSN : Cylindres disposés entre deux plaques, chauffage par effet Joule	11
I.1	Etats d'équilibre d'un corps pur	13
I.2	Diagramme de Clapeyron schématique de la région liquide-gaz d'un corps pur	15
I.3	Profil de température d'un liquide (sous-)saturé aux abords d'une paroi surchauffée	17
I.4	Embryon de vapeur piégé dans une cavité prismatique. Illustration issue de l'étude de Ward & Forest [144]	18
I.5	Croissance et départ d'une bulle de vapeur dans un liquide au repos. Illustration issue du livre de Lienhard [93]	20
I.6	Expérience de Nukiyama. Illustration issue du livre de Lienhard [93]	22
I.7	Représentation schématique de la courbe d'ébullition libre, dite courbe de Nukiyama	23
I.8	Revêtement d'une paroi par une couche poreuse modulée. Illustration issue de [100] ($d = 200\mu m, \delta = 5d$)	29
I.9	Influences de la géométrie des éléments chauffants sur le flux critique q_{chf}	30

I.10	Régimes d'écoulements classiques lors de l'ébullition dans un canal vertical chauffé uniformément avec un flux surfacique modéré. Illustration issue de [84]	34
I.11	(a) Assèchement de la paroi; (b) Crise d'ébullition (exemple d'un écoulement annulaire inversé); (c) Apparition du flux critique pour un flux imposé en fonction du régime d'ébullition. Illustrations issues de [84] . . .	38
I.12	Régimes d'écoulement post-CHF, d'après Hewitt <i>et al.</i> [67]	39
I.13	Modèle d'évaporation en microcanaux, proposé par Thome <i>et al.</i> [134] . . .	42
II.1	Echelles caractéristiques microscopique l et macroscopique L du problème	47
II.2	Influence de la taille du VER sur le calcul de la porosité	48
II.3	Etapes du changement d'échelle d'un problème aux limites local	60
II.4	Représentation enthalpique VS Température d'un fluide f	62
II.5	Cellules unitaires stratifiées : configuration SLG et SGL	67
II.6	Visualisation de la répartition des phases lors du renoyage d'un faisceau de cylindres surchauffé	68
II.7	Représentation d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER)	70
II.8	Représentation schématique de la configuration d'ébullition nucléée	71
II.9	Représentation schématique de la configuration d'ébullition nucléée	74
II.10	Représentation schématique de la courbe d'ébullition en convection forcée sur un élément chauffant	76
II.11	Tableau récapitulatif des incertitudes liées aux choix de modélisation	77
II.12	Circuit hydraulique simplifié de l'expérience PRELUDE	82
II.13	Section test de l'expérience PRELUDE : Chauffage par induction et instrumentation (Dimensions en mm, TC = Thermocouple)	83
II.14	Zones d'écoulement et profils typiques de température solide, pression et saturation en gaz au sein du milieu poreux. Illustration issue de [5].	84
II.15	Mesures expérimentales de vitesses d'avancée du front [5]. $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.	85
II.16	Zone de calcul des bilans de masse et d'enthalpie	85
II.17	Vitesse du front de renoyage pour $T_{ref} = 95^{\circ}\text{C}$: Comparaison du modèle macroscopique et de l'expérience [5]. $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.	87

II.18	Vitesse du front de renoyage pour $T_{ref} = 105^{\circ}\text{C}$: Comparaison du modèle macroscopique et de l'expérience [5]. $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.	87
III.1	Schéma de principe du dispositif expérimental dédié à l'étude de l'ébullition dans un milieu poreux modèle "bidimensionnel".	90
III.2	Élément sensible d'une sonde à résistance de platine Pt100	93
III.3	Géométries d'une cellule unitaire d'un faisceau de tubes pour différents arrangements en quinconce : (a) Carré (C) ; (b) Triangle équilatéral (TE) ; (c) Triangle équilatéral inversé (TEI).	94
III.4	Algorithme de génération d'un milieu "2D" hétérogène	95
III.5	(a) Arrangement en quinconce de 392 cylindres ; (b) Milieu poreux modèle "bidimensionnel"	96
III.6	Histogramme des distances minimales entre chaque élément	96
III.7	Protocole de montage de la section test	98
III.8	Vue tronquée de la section test	99
III.9	Réalisation de l'étanchéité au niveau des fils d'une sonde Pt100	101
III.10	Montage, maintien en position et étanchéité d'un cylindre chauffant	101
III.11	Boucle fluide	102
III.12	Photographie de la boucle fluide	103
III.13	Mesure de la perte de charge pour différents débits	104
III.14	Débit volumique délivré par la pompe à engrenage	105
III.15	Mesure de la pression relative en entrée de la section test pour différents niveaux de remplissage du faisceau de cylindres	105
III.16	Contrôle thermique des éléments chauffants et relevés thermiques	106
III.17	Boucle de contrôle	108
III.18	Regulateur Proportionnel - Intégral	109
III.19	Photographie de quatre modules de contrôles	110
III.20	Répartition des cylindres chauffés individuellement et en groupe	111
III.21	Branchement des modules de contrôle	111
III.22	Principe de la visualisation avec lumière polarisée	112
III.23	Photographie de l'arrière de la section test	113
III.24	Acquisition d'image sans (a) et avec (b) polariseur	113
III.25	Etudes expérimentales sur des faisceaux de tubes lisses horizontaux arrangés en quinconce	115

IV.1	Decoupage dans le plan du faiceau de cylindres : mailles triangulaires et cylindriques.	120
IV.2	Découpage dans la profondeur de la section test et maillage d'un cylindre : Réseau thermique représentant les chemins thermiques autour d'un cylindre chauffant.	120
IV.3	Bilan des flux échangés au niveau d'une portion de fluide	122
IV.4	Algorithme du calcul itératif pour l'estimation des pertes thermiques . . .	123
IV.5	Algorithme de la méthode dichotomique utilisée pour déterminer Q_{ps} et T_p	124
IV.6	Profil de température des sondes Pt100 calculé numériquement	126
IV.7	Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques . .	126
IV.8	Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques en convection forcée	127
IV.9	Posititon de l'élément unique étudié	128
IV.10	Courbe d'ébullition sur un élément unique	129
IV.11(a)	Ebullition nucléée partielle; (b) Ebullition nucléée intense; (c) Ebul- lition en film.	130
IV.12	Apparition d'un site de nucléation	131
IV.13	Influence du débit sur la courbe d'ébullition d'un élément unique	132
IV.14	Influence du débit sur la valeur du flux critique q_{chf}	133
IV.15	Influence du débit sur la valeur du flux minimum q_{min}	133
IV.16	Influence de la pression sur la valeur du flux critique q_{chf}	134
IV.17	Chauffage en masse du milieu poreux	135
IV.18	Influence du chauffage en masse sur la courbe d'ébullition nucléée	136
IV.19	Influence du chauffage en masse Q_{mp} sur la valeur du flux critique q_{chf} .	137
IV.20	Influence du chauffage en masse Q_{mp} sur la valeur du flux minimum q_{min}	137
IV.21	Chauffage de la ligne en amont du cylindre étudié	138
IV.22	Influence du nombre de lignes chauffées en amont sur la valeur du flux critique q_{chf}	139
IV.23	Visualisation des chemins préférentiels empruntés par la vapeur générée par une ligne de cylindres chauffant à 300 mW	139
IV.24	Equilibre initial du milieu poreux avant renoyage : profil de température .	141
IV.25	Evolution de la température d'un cylindre au cours du renoyage	141
IV.26	Visualisation du profil de température au cours du renoyage	142
IV.27	Visualisation des trois zones d'écoulement	143

IV.28	Influence du débit d'injection sur les vitesses des fronts	144
IV.29	Influence de la puissance de chauffage sur les vitesses des fronts	144
IV.30	Dispositif expérimental "froid"	147
A.1	Modélisation du renoyage.	152
A.2	Maillage des domaines liquide et vapeur (dimensions en m).	152
A.3	Profil longitudinal de température au cours du renoyage ($t=3.6s$).	155
A.4	Evolution de la vitesse du front de renoyage.	156
A.5	Domaine de stabilité d'un front de vaportisation.	157
A.6	Profil de l'interface liquide/vapeur à différents instants du renoyage (temps en s).	158
B.1	160
B.2	161

Nomenclature

Lettres romaines

Symbole	Description	Unité
\dot{m}	Taux d'évaporation	$\text{kg} / \text{m}^3 / \text{s}$
\mathbf{g}	Accélération de la pesanteur	m^2 / s
$\mathbf{n}_{\beta\gamma}$	Vecteur unitaire normal à l'interface β - γ	-
\mathbf{v}_{β}	Vitesse intrinsèque de la phase β	m / s
\mathbf{w}	Vitesse de l'interface liquide-gaz	m / s
A	Section du canal	m^2
$A_{\beta\gamma}$	Interface entre les phases β et γ	-
A_{sf}	Surface totale des interfaces solide-fluides dans un VER de volume V	m^2
$C_{p\beta}$	Capacité calorifique de la phase β	$\text{J} / \text{kg} / \text{K}$
D	Diamètre	m
d	Dimension caractéristique	m
D_h	Diamètre hydraulique	m
f	Fréquence	Hz
h	Coefficient de transfert de chaleur	$\text{W} / \text{m}^2 / \text{K}$
h_{β}	Enthalpie spécifique de la phase β	J / kg
h_{β}^{sat}	Enthalpie de saturation spécifique de la phase β	J / kg
I	Intensité électrique	A
J	Fonction de Leverett	-
L	Longueur caractéristique de l'échelle macroscopique	m

l	Longueur caractéristique de l'échelle locale	m
n_s	Densité de sites de nucléation actifs	-
p_β	Pression de la phase β	Pa
p_c	Pression capillaire	Pa
Q	Flux de chaleur	W
q	Flux de chaleur surfacique	W / m ²
R	Résistance électrique	Ω
r	Rayon	m
S_β	Saturation de la phase β	-
S_{spec}	Surface spécifique ($= \frac{A_{sf}}{V}$)	m^{-1}
T	Temperature	K
T_β	Température de la phase β	K
u	Vitesse d'écoulement hors couche limite	m / s
V	Volume	m^3
x	Titre thermodynamique	-

Lettres grecques

Symbole	Description	Unité
α	Taux de vide surfacique	-
β, ψ	Angles	Degré
β_{dt}	Coefficient de dilatation thermique volumique	K ⁻¹
Δh_{lg}	Enthalpie de changement d'état	J / kg
ΔT_{sat}	Surchauffe de la paroi $T_s - T_{sat}$	K
Γ	Courbure adimensionnée	-
λ_T	Longueur d'onde de Taylor	m
ψ_β	Moyenne volumique superficielle de ψ_β	-
ψ_β^β	Moyenne volumique intrinsèque de ψ_β	-
μ	Viscosité dynamique	Pa · s
ν	Viscosité cinématique	m^2 / s
$\phi_{\beta\gamma}$	Flux volumique de transport de chaleur à l'interface β - γ	W / m ³
ρ	Masse volumique	kg / m ³

σ	Tension de surface	N / m
θ	Angle de contact liquide-solide	Degré
ε	Porosité	-
ε_β	Fraction volumique de la phase β	-
ϖ_s	Source de chaleur volumique	W / m ³
$\widetilde{\psi}_\beta$	Déviation spatiale de ψ_β par rapport à la valeur moyenne	-

Paramètres intrinsèques et propriétés effectives

Symbole	Description	Unité
η	Passabilité	m
$\eta_{r\beta}$	Passabilité relative de la phase β	-
$\mathbf{b}_{\beta\gamma i}$	Vecteur de fermeture qui relie \widetilde{T}_β à T_γ	-
$\mathbf{c}_{\beta\gamma}^{\beta\delta}$	Coefficient caractérisant la contribution de T_γ à l'échange interfacial β - δ pour la phase β	W / m ² / K
$\mathbf{K}_{\beta\beta}^*$	Tenseur principal de conductivité effective pour la phase β	W / m / K
$\mathbf{K}_{\beta\gamma}^*$	Tenseur couplé de conductivité effective pour la phase β	W / m / K
$h_{\beta i}^{\gamma\delta}$	Coefficient effectif de transfert thermique à l'interface γ - δ caractérisant l'échange ($T_\beta - T_{sat}$) pour la phase γ	W / m ³ / K
K	Perméabilité	m ²
$k_{r\beta}$	Perméabilité relative de la phase β	-
$s_{\gamma i}^\beta$	Variable de fermeture qui relie \widetilde{T}_β à ($T_\gamma - T_{sat}$)	-

Indices et exposants

β, γ, δ	Indices de phase : $(\beta, \gamma, \delta) = (g, l, s)$	-
b	Bulle	-
c	Cavité	-
$crit$	Point critique	-
cv	Echange convectif	-
fb	Ebullition en film (=film boiling)	-
g	Phase gazeuse (ou vapeur)	-

<i>gm</i>	Ecoulement monophasique gazeux	-
<i>i</i>	Interface	-
<i>inj</i>	Injection	-
<i>l</i>	Phase liquide	-
<i>lm</i>	Ecoulement monophasique liquide	-
<i>nb</i>	Ebullition nucléée (=nucleate boiling)	-
<i>p</i>	poral	-
<i>ps</i>	Paroi solide	-
<i>rad</i>	Echange radiatif	-
<i>s</i>	Phase solide	-
<i>sat</i>	Saturation	-
<i>tb</i>	Ebullition de transition (=transition boiling)	-

Nombres adimensionnels

Symbole	Description	Dé nition
χ_{tt}	Paramètre de Martinelli	$\sqrt{\frac{p_{lm}}{p_{gm}}}$
Co	Nombre de confinement	$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)D_h^2}}$
Gr	Nombre de Grashof	$\frac{\rho^2 g \beta_{dt} \Delta T d^3}{\mu^2}$
Nu	Nombre de Nusselt	$\frac{h D_h}{\lambda}$
Pr	Nombre de Prandtl	$\frac{\mu C_p}{\lambda}$
Ra	Nombre de Rayleigh	GrPr
Re	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho u_{\infty} D_h}{\mu}$
We	Nombre de Weber	$\frac{\rho_g u_{\infty}^2 D_h}{\sigma}$
L_{cap}	Longueur capillaire	$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$

Introduction

La thermohydraulique des écoulements diphasiques avec changement de phase en milieu poreux intervient dans divers domaines d'application. L'exploitation de la chaleur géothermique nécessite par exemple la compréhension d'écoulements liquide-vapeur au sein de roches poreuses et perméables [151]. Dans la conception des échangeurs de chaleur, l'utilisation de milieux poreux permet d'améliorer efficacement les transferts thermiques par transition de phase. Pour le contrôle thermique des engins spatiaux, les transports de chaleur sont fréquemment assurés par des technologies passives telles que les caloducs ou les boucles diphasiques à pompage capillaire [103]. Dans le domaine de l'électronique, de fortes charges thermiques sont dissipées pour de faibles surchauffes, grâce à l'ébullition nucléée sur des surfaces revêtues d'une couche poreuse. Ce revêtement, favorisant le phénomène de nucléation, améliore l'échange de chaleur effectif et augmente la valeur du flux de chaleur critique [99]. De nombreux procédés de séchage [64, 115] reposent également sur le principe d'un changement de phase liquide-vapeur dans milieu poreux, avec des applications non seulement dans les industries pharmaceutique, agro-alimentaire et textile mais aussi environnementales, pour la récupération d'hydrocarbures volatils dans des réservoirs souterrains de pétrole par exemple.

Dans le domaine de la sûreté nucléaire, la compréhension des transferts de chaleur et de masse dans un écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur en milieu poreux est primordiale pour l'étude des effets d'un renvoi d'eau dans un cœur de réacteur endommagé, à la suite d'un accident de perte de refroidissement [73]. A l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), ce type d'accident, dit accident grave, est simulé grâce à un logiciel de calcul mécaniste (ICARE/CATHARE). Le renouage des structures surchauffées du cœur par injection d'eau, également simulé dans ce logiciel, provoque des phénomènes d'ébullition intenses qu'il convient de modéliser correctement afin d'estimer les chances de succès du refroidissement ainsi que les conséquences de la

production de vapeur très importante que cela induit. Le travail conduit dans cette thèse vise à caractériser expérimentalement l'ébullition en masse dans un milieu poreux afin d'améliorer la modélisation du processus de renoyage à l'échelle dite macroscopique qui est celle mise en jeu dans le logiciel industriel ICARE/CATHARE.

Cette problématique de sûreté nucléaire est décrite plus précisément dans cette partie introductive. Enfin, nous présentons les difficultés et les incertitudes liées à la modélisation du renoyage d'un lit de débris et les objectifs de l'étude expérimentale réalisée dans ce travail de thèse.

1 Les principaux types de réacteurs

Une centrale nucléaire est destinée à extraire l'énergie dégagée par les réactions de fission des noyaux de combustible nucléaire (le plus fréquemment de l'oxyde d'uranium enrichi UO_2) afin de produire de l'électricité. Les différentes centrales peuvent être classées en filières nucléaires, définies par les natures du combustible, du modérateur (pour les réacteurs à neutron thermique) et du fluide caloporteur. Dans une grande majorité des réacteurs nucléaires, l'eau circulant dans le cœur assure à la fois les fonctions de fluide caloporteur et de modérateur. Les filières de réacteurs les plus répandues en 2014 sont en effet les réacteurs à eau sous pression (REP, ou PWR pour *Pressurized Water Reactor* en anglais) et les réacteurs à eau bouillante (REB, ou BWR pour *Boiling Water Reactor* en anglais).

1.1 Le réacteur à eau sous pression (REP)

Un réacteur à eau sous pression est composé de deux circuits fermés principaux (Figure 1). Le combustible nucléaire est disposé dans le circuit primaire, au cœur du réacteur, à l'intérieur de gaines métalliques étanches. En fonctionnement nominal, les réactions de fission en chaîne provoquées par la collision entre le flux de neutrons thermiques et la matière fissile libèrent une importante quantité d'énergie thermique, récupérée par le fluide caloporteur circulant entre les gaines de combustible. Dans la cuve du réacteur, le contrôle de cette réaction en chaîne est assuré par l'abaissement ou le retrait des barres de contrôle absorbantes de neutrons. La pression régnant dans le circuit primaire est comprise entre 155 et 160 bar en fonctionnement nominal, si bien que le fluide caloporteur n'atteint pas les conditions de saturation. L'énergie récupérée par l'eau « pri-

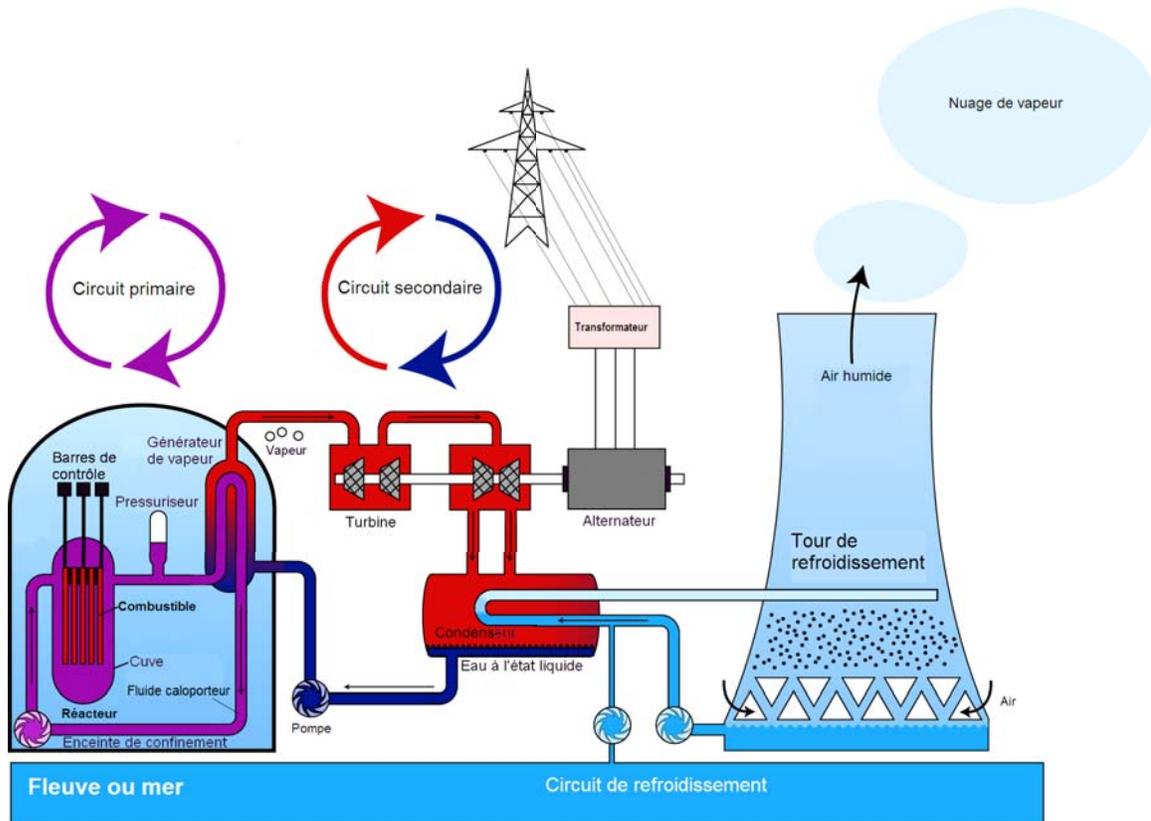


Figure 1 – Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire REP

« primaire » maintenue à l'état liquide est ensuite transmise, via un échangeur de chaleur, à l'eau circulant dans le circuit secondaire à une pression plus faible. Cette eau « secondaire » est ainsi portée à ébullition ; la vapeur créée actionne alors des turbines. L'énergie mécanique produite est enfin convertie en énergie électrique grâce à un alternateur. La vapeur secondaire est recondensée grâce à un circuit ouvert annexe, d'où proviennent les panaches de vapeur visibles, s'échappant de la tour de la centrale.

1.2 Le réacteur à eau bouillante (REB)

Les réacteurs à eau bouillante (REB) se différencient des REP par l'absence de circuit secondaire et le fait que l'eau se vaporise directement lors de la traversée du cœur. En effet, dans un réacteur à eau bouillante (Figure 2), la pression dans la cuve est suffisamment faible (70 à 80 bar) pour permettre l'ébullition de l'eau primaire qui baigne les gaines de combustible. La vapeur générée à une température d'environ 300°C est donc directement utilisée pour entraîner les turbines. A l'instar du REP, l'eau est utilisée

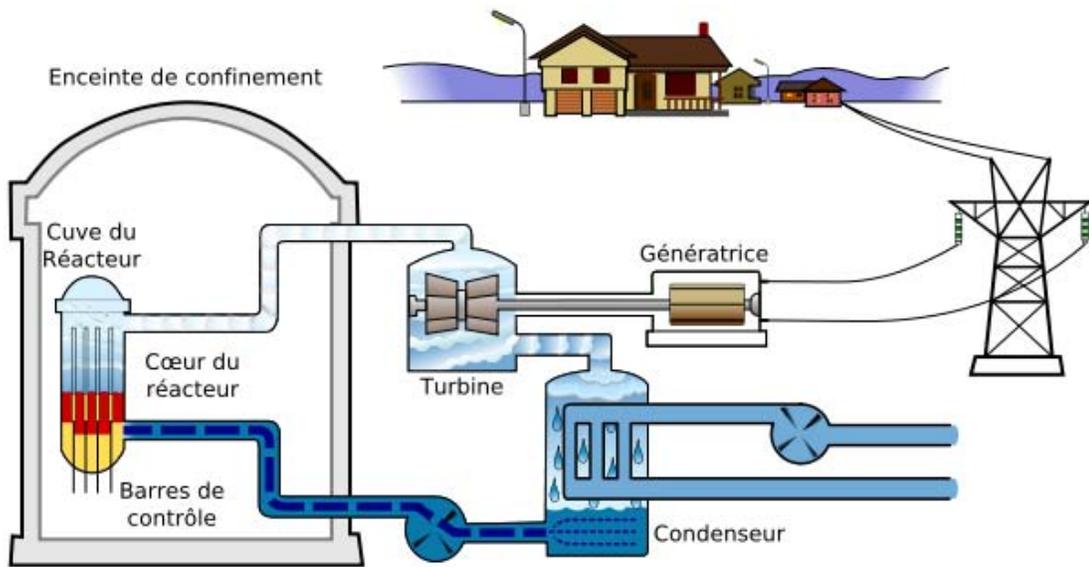


Figure 2 – Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire REB

comme modérateur, c'est-à-dire qu'elle sert également à ralentir les neutrons afin de favoriser les réactions en chaîne. La proportion d'eau présente dans la cuve est donc un paramètre primordial ; c'est pourquoi il est nécessaire de contrôler précisément la pression interne. En effet une augmentation de la pression se traduit, du fait de la condensation, par une augmentation de la proportion d'eau liquide et donc par un accroissement de la puissance dégagée.

2 Les barrières de confinement

Du point de vue de la sûreté nucléaire, trois barrières physiques assurent le confinement de la radioactivité.

Le combustible nucléaire est stocké dans le cœur du réacteur à l'intérieur de crayons combustibles, sous forme de pastilles de $8,2\text{ mm}$ de diamètre disposées dans des gaines étanches constituées de zircaloy, un alliage à base de zirconium (Zr). La première barrière de confinement, séparant la matière fissile de l'extérieur, est donc cette gaine étanche (Figure 3) d'une épaisseur de $0,6\text{ mm}$ dans les REP. Cette barrière est plus importante dans le cas des REB (50% plus épaisse que pour les REP) pour éviter toute contamination

de la turbine. L'enveloppe en acier du circuit principal, comprenant notamment la cuve du réacteur, constitue la deuxième barrière. L'épaisseur des éléments constituant le circuit primaire d'un REP est plus importante que pour un REB du fait de la différence de pression régnant dans les deux circuits. Enfin, la dernière et la plus épaisse est l'enceinte de confinement. Elle peut être constituée d'une ou deux parois en béton armé précontraint revêtues d'une peau d'étanchéité métallique.

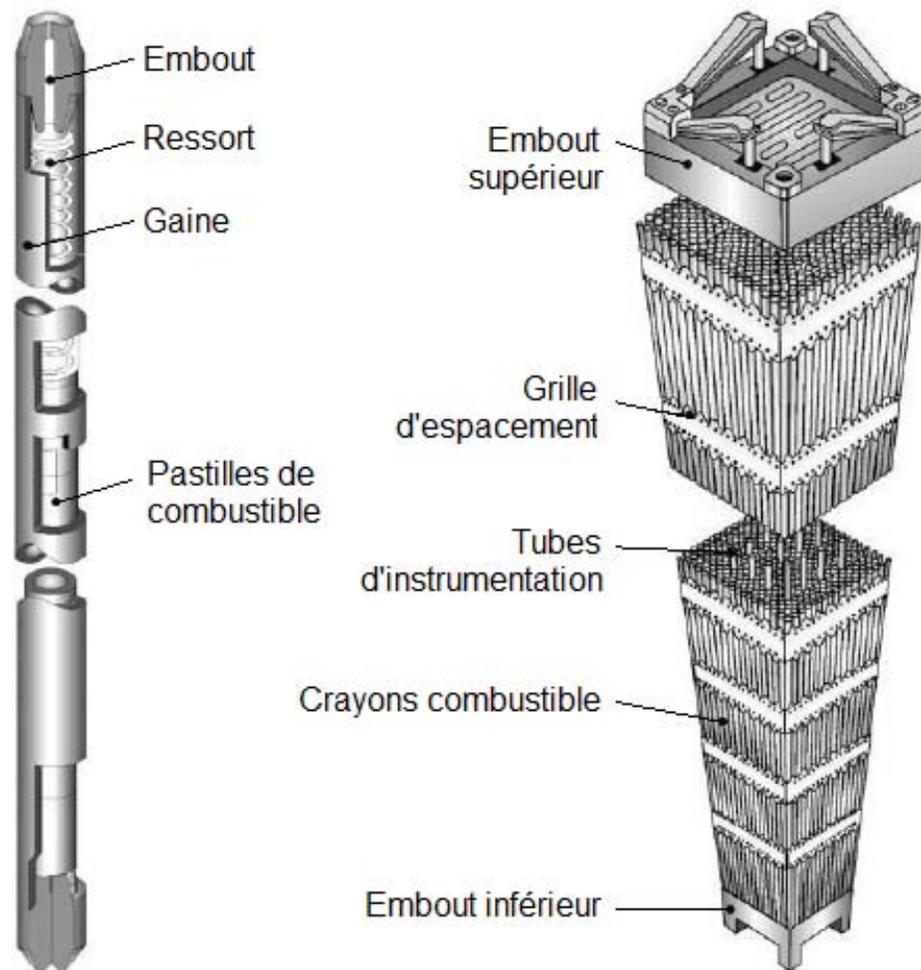


Figure 3 – Schémas d'un crayon combustible (gauche) et d'un assemblage combustible (droite)

3 Accident de perte de réfrigérant : scénario LOCA

Dans le cas du REP comme celui du REB, une rupture ou une fuite importante sur le circuit de refroidissement primaire est un scénario accidentel sérieux, appelé scénario LOCA (Loss of Coolant Accident). Si la perte de refroidissement se prolonge trop longtemps (d'une heure à plusieurs heures), le cœur s'échauffe au point de s'endommager fortement et l'accident est alors qualifié de grave. Deux accidents majeurs de ce type ont eu lieu dans des réacteurs nucléaires de puissance.

3.1 Three Mile Island et Fukushima Dai-ichi

Un accident de fusion du cœur s'est produit le 28 mars 1979 dans le réacteur à eau pressurisée TMI-2 de la centrale de Three Mile Island aux Etats-Unis. Le déroulement de l'accident survenu à TMI-2 [46] est fort d'enseignements et permet de comprendre la thermohydraulique au cours de l'accident ainsi que les étapes de la dégradation du cœur. L'élément déclencheur est une défaillance dans le système d'alimentation en eau des générateurs de vapeur, à la suite de laquelle la pression interne du circuit primaire a fortement augmenté. La vanne de décharge du pressuriseur a donc été ouverte mais ne s'est pas automatiquement refermée une fois la pression nominale rétablie. Le réfrigérant primaire s'est alors déversé dans l'enceinte de confinement une fois le réservoir de décharge rempli, ce qui constitue une fuite importante sur le circuit primaire donc une rupture de la deuxième barrière de confinement. Une autre défaillance sur l'alimentation de secours des générateurs de vapeur du circuit secondaire a ensuite entraîné la perte du refroidissement du circuit primaire. La fusion du cœur résultant de cette perte de réfrigérant primaire a mené à un relâchement d'une faible quantité de matière radioactive dans l'environnement, la troisième barrière de confinement ayant joué son rôle. L'accident a été classé au niveau 5 de l'échelle internationale des événements nucléaires (INES).

Plus récemment, l'accident nucléaire survenu à la centrale nucléaire de Fukushima Dai-ichi a provoqué la fusion des cœurs de trois réacteurs à eau bouillante. A la suite du séisme survenu le 11 mars 2011, les alimentations électriques externes au site ont été détruites. Le tsunami qui a suivi a quant à lui fortement endommagé les pompes de refroidissement de la centrale ainsi que les groupes électrogènes de secours. Les vagues successives ont donc provoqué la perte de la source froide et de l'alimentation électrique interne. Le déroulement précis de l'accident n'est cependant pas encore parfaitement

connu, du fait de l'impossibilité d'accéder à certaines zones du site. L'accident a été classé au niveau 7 sur l'échelle INES, du fait des grandes quantités de matière fissile rejetées à la suite de l'endommagement des enceintes de confinement.

3.2 Les étapes successives d'un scénario LOCA

Les étapes successives d'un scénario LOCA sont désormais bien connues dans le cas du REP, grâce notamment aux observations du réacteur TMI-2 [20] et aux enseignements du programme expérimental Phebus PF [72] qui a permis d'étudier la dégradation du combustible jusqu'à formation d'un bain fondu dans des conditions similaires à celles d'un REP en situation d'accident, à l'échelle 1 : 5000.

A la suite d'une perte prolongée du réfrigérant primaire, malgré l'abaissement des barres de contrôle qui stoppe les réactions de fission en chaîne, le combustible nucléaire libère une puissance thermique importante, appelée *puissance résiduelle*, du fait de la décroissance radioactive. A défaut d'être évacuée, cette puissance (de l'ordre de 5% de la puissance nominale au tout début de l'accident puis de 1% à 2% au bout de quelques heures) provoque l'évaporation du fluide caloporteur et l'assèchement (ou dénuyage) des crayons de combustible. Lorsqu'un cœur de réacteur reste dénuyé, l'augmentation de température peut conduire à une dégradation irréversible de la première barrière de confinement : la pression dans le circuit primaire descend généralement à moins de 10 ou 20 bar alors que la pression régnant dans les crayons de combustible augmente à cause des gaz de fission dégagés dans les pastilles. Les gaines en zircaloy commencent alors à se déformer lorsque la température dépasse 1000 K, ce qui conduit au gonflement des gaines par fluage. De plus, pour des températures supérieures à 1300 K, une oxydation du zirconium par la vapeur d'eau se produit :



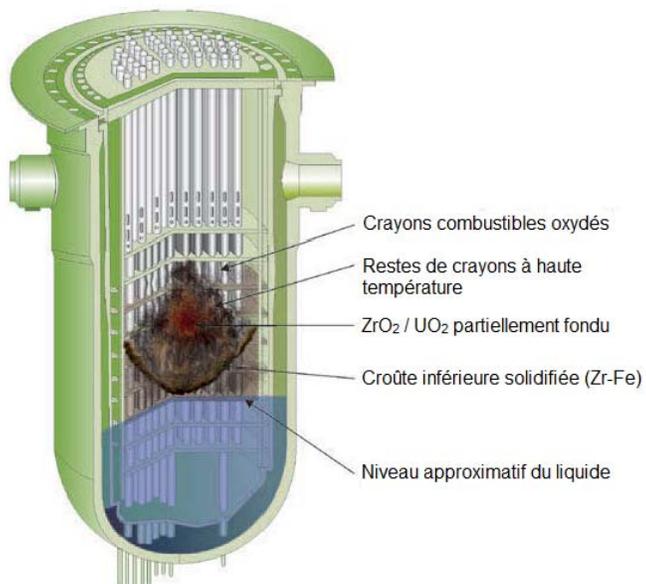
Cette réaction exothermique a plusieurs effets négatifs. D'une part, en cas de brèche dans le circuit primaire, l'hydrogène produit peut s'échapper dans l'enceinte de confinement, ce qui induit des risques très importants d'explosion après mélange avec l'air. D'autre part, l'oxydation des gaines entraîne la formation d'une couche de zircone (ZrO_2) sur leur face externe, ce qui a pour effet de diminuer fortement leur résistance mécanique et peut provoquer leur éclatement. La puissance thermique générée par la réaction peut largement dépasser la puissance résiduelle, et la production d'un gaz incondensable (H_2)

détériorer les échanges de chaleur. La température des gaines augmente très rapidement et dépasse la température de fusion du zirconium (2100 K) ce qui conduit à un endommagement important des crayons combustibles. Si les crayons ne sont toujours pas refroidis, l'élévation de la température se poursuit et conduit à la formation d'un bain de *corium*, constitué principalement de zircone (ZrO_2) et d'oxyde d'uranium (UO_2), qui s'écoule vers le bas et les régions plus froides comme il fut observé sur le réacteur TMI-2 (Figure 4(a)).

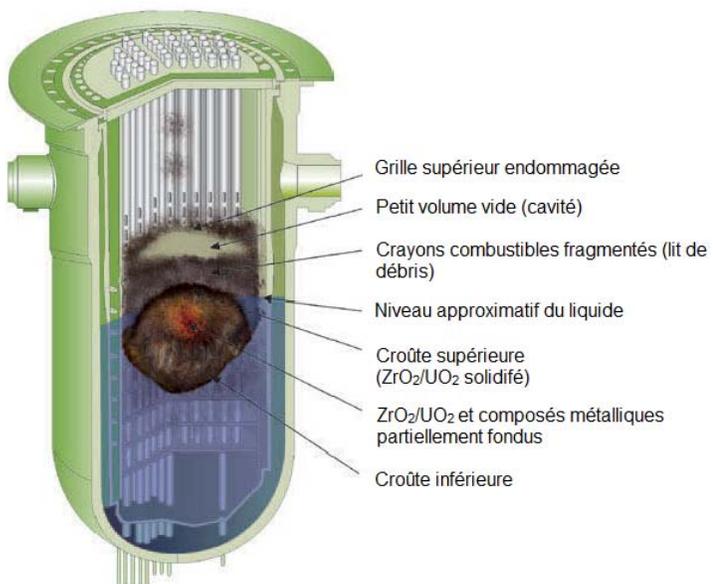
Le renoyage partiel de la cuve du réacteur peut permettre d'éviter la propagation de ce *corium*. Cet envoi d'eau refroidit brutalement les crayons oxydés situés au-dessus de ce bain en fusion. Les fortes contraintes mécaniques générées par le phénomène de trempe peuvent induire la fragmentation de ces crayons oxydés. Les débris s'accumulent alors sur la croûte supérieure du bain de *corium* jusqu'à former un lit de débris dont la taille caractéristique est de quelques millimètres (Figure 4(b)). Le renoyage de ce lit de débris supérieur, assimilable à un milieu poreux chaud dégageant une puissance thermique importante, est une étape cruciale dans le refroidissement du cœur. Il est estimé que le remplissage de la cuve de TMI-2 a permis de refroidir et remouiller complètement ce lit de débris supérieur de plusieurs tonnes.

Cependant, le bain de *corium* continue de s'échauffer et la croûte qui enferme ces matériaux en fusion peut se rompre. Les causes de la rupture de la croûte solide peuvent être nombreuses et ne sont pas identifiées avec certitude (poids du lit de débris supérieur, dépressurisation du circuit primaire, expansion du bain de *corium*...). Il est toutefois probable que le *corium* s'écoule et qu'un autre lit de débris se forme en fond de cuve. La taille de ces débris varie entre quelques centaines de microns et une dizaine de millimètres [21]. Refroidir efficacement ce milieu poreux chauffant est également primordial pour éviter la formation d'un bain fondu dans le fond de cuve, ce qui soumettrait la cuve à un flux de chaleur très élevé, aboutissant à sa rupture.

Simuler correctement les écoulements diphasiques avec changement de phase dans ces lits de débris est donc nécessaire non seulement pour estimer les chances de succès du renoyage mais également pour estimer la production d'hydrogène, l'augmentation de pression dans le circuit primaire et les relâchements de produits de fission. Le code de calcul ICARE/CATHARE mis au point à l'IRSN simule, à l'échelle du réacteur, les différentes phases de la dégradation du cœur suivant un accident grave. De nombreux modèles sont implantés dans ce code de calcul mécaniste afin de représenter les phé-



(a)



(b)

Figure 4 – Etat supposé du cœur de TMI-2, (a) 174 minutes après le début de l'accident et (b) après renoyage partiel du cœur

nomènes aussi bien physiques que chimiques qui régissent le processus de renoyage. Un des objectifs de cette thèse est d'apporter des éléments permettant d'améliorer certains modèles de ce code.

4 Motivations et objectifs de l'étude

Un modèle en particulier a été développé grâce aux travaux de Petit *et al.* [113], Duval *et al.* [49] et Bachrata *et al.* [6] en collaboration entre l'IRSN, l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) et le LEPT-ENSAM pour résoudre les problèmes de transport et d'ébullition en milieu poreux à l'échelle macroscopique. Afin de construire ce modèle macroscopique à non-équilibre thermique local, présenté en détail dans le chapitre II, des approximations du problème à l'échelle locale (hypothèses physiques) et des simplifications de la description macroscopique (approximations macroscopiques) ont été effectuées. Elles constituent une première source d'incertitude des résultats fournis par les simulations effectuées : les *incertitudes liées aux choix de modélisation*.

Une deuxième source d'incertitude provient de *l'estimation des propriétés effectives* de ce modèle. Elles n'ont en effet été estimées que pour des configurations d'écoulements simplistes (écoulements stratifiés ou cellules de Chang [48]), ne permettant de modéliser que des échanges par évaporation. Or de nombreuses réflexions théoriques [113] ont mis en évidence l'existence de plusieurs régimes d'ébullition à l'échelle du pore susceptibles d'impacter les propriétés macroscopiques requises pour simuler correctement les expériences disponibles avec le modèle macroscopique à non équilibre thermique local. Une étude menée par Bachrata [5], visant à reproduire les expériences PRELUDE (renoyage d'un lit de particules d'acier, Figure 5(a)) à partir de ce modèle, a notamment montré l'importance de tout premier ordre de prendre en considération ces régimes qu'il s'agit donc d'identifier à l'échelle du pore.

Afin de tenir compte de la contribution de l'ébullition à l'échelle locale sur les transferts de chaleur macroscopiques, Bachrata *et al.* [6] proposent une démarche semi-heuristique basée sur le principe de superposition pour prédire les transferts de chaleur en ébullition nucléée convective. Cela revient à prendre en compte un terme supplémentaire dans les équations macroscopiques, impliquant de nouveaux paramètres qui sont estimés grâce à des corrélations issues de la littérature. Mais un problème important persiste : le pro-

blème d'échelle. En effet, quel que soit le critère de transition ébullition microscopique / ébullition macroscopique considéré, les tailles des constriction et des pores du milieu poreux considéré varient dans les deux échelles. Or les corrélations utilisées par Bachrata *et al.* [6] sont développées pour des écoulements dans des macro-canaux. Et comme le montrent Jacobi et Thome [71], les processus d'échange de chaleur en ébullition entre des configurations macro et micro sont tout à fait différents et dépendent très fortement des modes d'écoulement. Cependant, il n'existe pas à notre connaissance de corrélation dédiée à l'estimation des échanges de chaleur pour l'ébullition convective en milieu poreux. Il est donc tout à fait nécessaire de quantifier, ou du moins de qualifier, l'ébullition dans de tels milieux.

Le programme expérimental PRELUDE/PEARL (Figure 5(a)) a été mis en place à l'IRSN pour quantifier la production de vapeur globale et la vitesse moyenne du front de trempe, ce qui permet d'ajuster certains paramètres du modèle et de tester sa fiabilité. Les expériences menées sur ce dispositif consistent à étudier le renoyage par de l'eau d'un lit de particules d'acier chauffées par induction, représentatives d'un lit de débris. La taille de ces particules a été choisie en accord avec les observations du réacteur TMI-2; plusieurs lits de billes de diamètres compris entre 1 et 8 mm ont été étudiés. Les essais effectués ont permis de valider partiellement le modèle macroscopique à non-équilibre thermique local mais n'offrent pas de visualisation à l'échelle du pore. L'étude

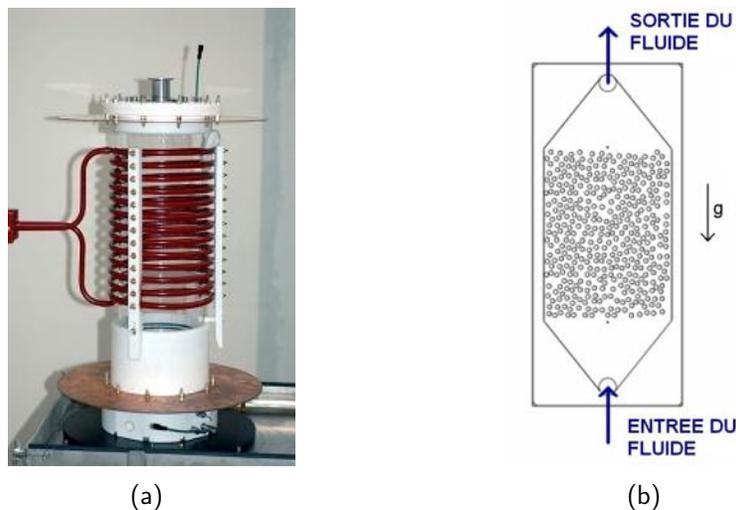


Figure 5 – (a) Essais PRELUDE/PEARL, IRSN : Billes d'acier chauffées par induction ; (b) Thèse IMFT/IRSN : Cylindres disposés entre deux plaques, chauffage par effet Joule

expérimentale de l'ébullition en masse dans un milieu poreux modèle proposée dans cette thèse vise à caractériser les régimes d'ébullition lors d'un renoyage grâce, d'une part, à des visualisations "2D" expérimentales et, d'autre part, à des relevés thermiques à l'échelle du pore. Pour cela, un milieu poreux modèle (Figure 5(b)) formé de cylindres aléatoirement disposés entre deux plaques est réalisé. Chacun des cylindres est une sonde de température utilisée comme élément chauffant. Ainsi nous disposons non seulement du flux transmis à l'élément mais aussi de sa température. Le but recherché est de caractériser l'influence de la complexité du milieu poreux sur les phénomènes d'ébullition et plus particulièrement sur la courbe de Nukiyama.

L'ensemble des résultats expérimentaux, qualitatifs et quantitatifs, fournissent des éléments de réflexion sur les choix de modélisation (remise en cause de certaines hypothèses) et sur l'estimation des paramètres intrinsèques. Les résultats quantifiant l'influence d'un milieu poreux sur la courbe d'ébullition donnent notamment de précieuses indications quant au choix des corrélations utilisées pour estimer les propriétés effectives du modèle.

L'étude bibliographique non exhaustive sur l'ébullition, présentée dans le chapitre I, permet d'identifier les phénomènes -aussi bien thermiques que mécaniques- qui régissent les différents régimes d'ébullition et les transitions entre ces régimes. Dans le chapitre II, le modèle de renoyage d'un lit de débris et la prise en compte de la contribution de l'ébullition aux échanges de chaleur sont décrits plus précisément. Le troisième chapitre est quant à lui dédié à la description du dispositif expérimental mis en place. Enfin les résultats expérimentaux et leur interprétation seront présentés dans une quatrième partie.

Chapitre I

Les transferts de chaleur en ébullition

Un corps pur peut exister sous trois états fondamentaux (solide, liquide et gaz) et son état d'équilibre être déterminé par la connaissance du triplet de variables *pression*, *volume* et *température* (Figure I.1), si bien que les transitions de phase peuvent être initiées par une variation d'une de ces trois variables d'état. D'un point de vue thermodynamique, les changements d'état liquide-gaz sont la vaporisation et la liquéfaction. Pour une pression constante et avec l'hypothèse d'équilibre thermodynamique, le flux d'évaporation d'un liquide au niveau d'une interface liquide-vapeur plane peut être estimée par un bilan enthalpique aux bornes de cette interface.

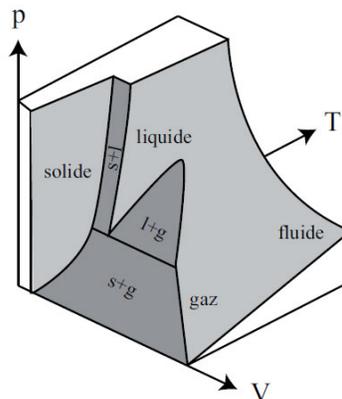


Figure I.1 – Etats d'équilibre d'un corps pur

L'ébullition est, par définition, la formation de bulles de vapeur du fait d'un changement d'état d'un fluide liquide vers son état gazeux. Ce phénomène est plus complexe puisqu'il implique la création des interfaces liquide-vapeur : l'étude de l'ébullition concerne autant la thermodynamique que la mécanique des fluides. La *nucléation*, c'est-à-dire la création d'une bulle de vapeur, par échauffement d'un liquide peut survenir de deux manières. La nucléation au sein d'un liquide métastable est dite *homogène*, alors que la *nucléation hétérogène* fait référence à la formation de bulles sur une paroi solide surchauffée.

Après une description phénoménologique de la nucléation, nous présentons dans ce chapitre les transferts de chaleur entre une paroi surchauffée et le fluide environnant, au repos (*ébullition en vase*) ou en écoulement forcé (*ébullition convective*).

1 La nucléation

1.1 Thermodynamique de la nucléation

Au sein d'un même système, un fluide peut exister aussi bien dans un état monophasique (liquide ou gaz) que sous deux phases différentes. Il est alors caractérisé de *système monophasé* (une seule phase présente) ou *diphasé* (deux phases distinctes). Pour des conditions de température et de pression modérées, c'est-à-dire inférieures au *point critique* (Figure 1.2), la transition de phase d'un corps pur depuis un état liquide stable vers un état gazeux stable fait intervenir la thermodynamique d'un système fluide diphasé.

Le diagramme de Clapeyron de la région liquide-gaz d'un corps pur est représenté de façon schématique dans la Figure 1.2. La limite de stabilité absolue d'un système fluide monophasé est la *courbe spinodale* : un fluide ne peut se maintenir dans un état monophasique à l'intérieur du domaine délimité par cette courbe. La courbe de saturation¹, ou *courbe binodale*, délimite quant à elle le domaine à l'intérieur duquel le fluide peut exister sous deux phases distinctes. Cela signifie qu'un système fluide est nécessairement monophasé à l'extérieur de ce domaine. Les zones comprises entre ces

1. La courbe de saturation peut-être divisée en deux éléments : la courbe d'ébullition (transition \textcircled{L} vers $\textcircled{L} + \textcircled{G}$) et la courbe de rosée (transition $\textcircled{L} + \textcircled{G}$ vers \textcircled{G}).

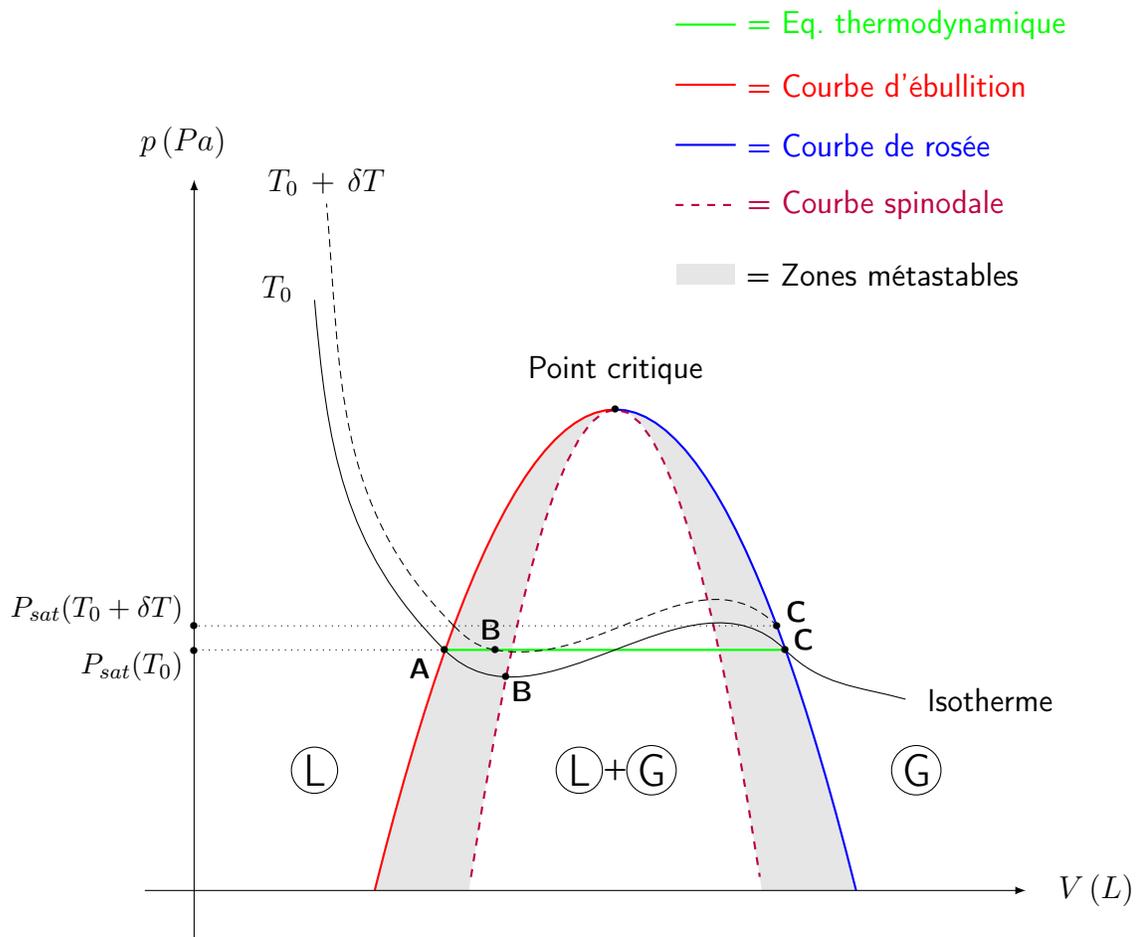


Figure 1.2 – Diagramme de Clapeyron schématisant de la région liquide-gaz d'un corps pur

deux courbes sont des zones *métastables* : le fluide peut y être présent aussi bien sous forme monophasique que diphasique. Entre la courbe d'ébullition et la courbe spinodale, le liquide métastable est dit *surchauffé* ; la vapeur métastable est caractérisée de *sous-saturée* pour un état compris entre la courbe de rosée et la limite spinodale.

Pour une température donnée, les *isothermes d'Andrews* indiquent l'état d'un système en fonction de sa pression et de son volume. Sur le diagramme 1.2, une courbe isotherme est tracée pour une température T_0 . Si l'hypothèse d'équilibre thermodynamique est adoptée, ce qui signifie que le liquide et le gaz au sein d'un même système sont en équilibres thermique, mécanique et chimique, l'isotherme est rectiligne entre les points **A** et **C**. En effet, les phases liquide et vapeur coexistent à une même pression

et une même température, ce qui implique notamment que l'interface entre les deux fluides est considérée plane. Cette hypothèse est donc tout à fait adaptée pour l'étude de l'évaporation à la surface d'un liquide ou la condensation d'un film de vapeur en arrangement stratifié. Cependant, cette hypothèse ne permet pas de comprendre la formation de *nuclei* de vapeur au sein d'un liquide surchauffé puisque la notion même de surchauffe n'est pas considérée ($T_g = T_l = T_{sat}$). Dans le cas du non-équilibre thermodynamique local, le liquide peut se retrouver surchauffé entre les points **A** et **B**, car il se trouve à une pression inférieure à sa pression de saturation $p_{sat}(T_0)$. Dans ce liquide métastable peuvent apparaître les premiers *embryons* de vapeur et initier ainsi le phénomène de nucléation.

Considérons la transition de phase isobare d'un corps pur depuis un *état liquide stable sous-saturé* (domaine \textcircled{L} , hors courbe d'ébullition). Initialement, le liquide est à une température $T_i < T_0$ et à une pression maintenue à $p_0 = p_{sat}(T_0)$. Une fois la température T_0 atteinte, le liquide qui se retrouve au point **A** est dit saturé. Dans la zone métastable, entre **A** et **B**, les conditions nécessaires à la nucléation peuvent être remplies et les premiers embryons de vapeur apparaître. Lorsque le système atteint une température de surchauffe $T_0 + \delta T$, une différence de pression règne entre le gaz et le liquide surchauffé environnant. En effet, l'état du liquide se situe au niveau du point **B** toujours à une pression $p_{sat}(T_0)$ alors que la vapeur comprise dans la bulle, maintenue à une pression $p_{sat}(T_0 + \delta T)$ par la tension de surface, est juste saturée (au niveau du point **C**). La contrainte mécanique générée par cette différence de pression explique la courbure de l'interface et la forme des bulles. La loi de Young-Laplace permet d'établir un critère de stabilité d'un embryon supposé sphérique de rayon r_b à partir de la différence de pression liquide-vapeur :

$$\Delta p_c = p_g - p_l = \frac{2\sigma}{r_b} \quad r_b = \frac{2\sigma(T_0 + \delta T)}{p_{sat}(T_0 + \delta T) - p_{sat}(T_0)} \quad (1.1)$$

Cependant, une bulle de diamètre r_b est dans un *état d'équilibre instable* : si le rayon de la bulle est légèrement inférieur à r_b , la contrainte imposée par la tension de surface dépasse le gradient de pression Δp_c et la bulle se rétracte. Si le rayon est au contraire légèrement supérieur à r_b , le liquide environnant la bulle s'évapore et la bulle grandit. Les études d'instabilité de l'interface, telles que celles proposées par Forest [53] pour la nucléation hétérogène, sont un bon moyen d'estimer les conditions requises pour initier

la nucléation. D'après l'équation (1.1), il est nécessaire que le liquide soit surchauffé pour que la bulle soit maintenue en équilibre. Cette surchauffe δT s'exprime à l'aide des lois de Young-Laplace et de Clapeyron, selon le développement décrit par Lallemand [83] :

$$\delta T = T_l - T_{sat}(p_0) = \frac{2\sigma}{r_b} \frac{T_{sat}}{\rho_g \Delta h_{lg}} \quad (1.2)$$

où Δh_{lg} est l'enthalpie de vaporisation. Cette égalité montre que plus la surchauffe est importante, plus petites sont les bulles sujettes à un accroissement. En effet, plus δT est important, plus grande est la différence de pression entre les points **B** et **C** sur le diagramme 1.2. Cela se traduit par la diminution du rayon r_b du *nucleus* en équilibre instable. Si le point **B** se trouve sur la limite binodale, il y a simple évaporation car aucune courbure de l'interface (rayon de courbure infini), alors que s'il se trouve au niveau de la limite spinodale, le *nucleus* approche des dimensions moléculaires [83]. L'équation (1.2) permet donc d'estimer le rayon des poches de vapeur susceptibles de déclencher la nucléation pour une surchauffe donnée.

1.2 La nucléation hétérogène

Dans le cas d'un fluide (sous-saturé ou saturé) en contact avec un solide surchauffé, ces embryons de bulles peuvent en théorie apparaître aussi bien dans la couche limite thermique surchauffée aux environs de la paroi à T_s que sur la paroi elle-même (Figure 1.3).

Bankoff [7] a montré en 1958 que les surchauffes nécessaires au déclenchement de la

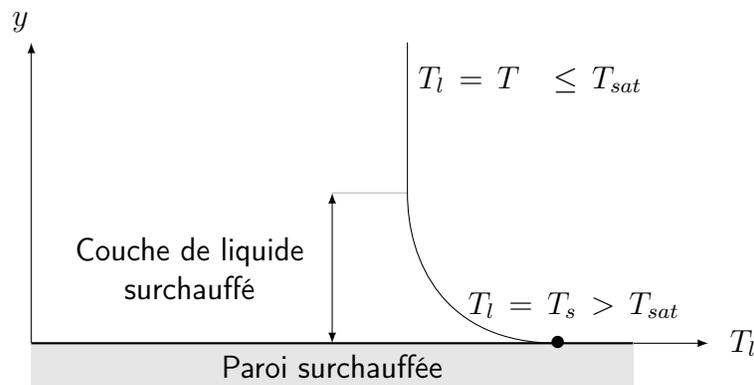


Figure 1.3 – Profil de température d'un liquide (sous-)saturé aux abords d'une paroi surchauffée

nucléation sont significativement plus faibles pour la nucléation hétérogène que pour la nucléation homogène. La principale raison de cette différence est que, sur une surface réelle présentant des aspérités et des cavités, de la vapeur ou des gaz incondensables peuvent se retrouver piégés dans ces imperfections lors du noyage du solide, et servir ainsi d'embryons pour la formation et le détachement de bulles à la surface de la paroi. Ainsi la nucléation est grandement facilitée par la présence de ces *nuclei pré-activés*. A la suite de la croissance et du départ d'une bulle, l'activité d'un tel site dépend principalement de sa capacité à retenir un *nucleus* de vapeur résiduel, servant d'embryon pour la nucléation suivante.

Bankoff [7] fut le premier à fournir un critère d'emprisonnement de gaz par un front liquide avançant dans une cavité prismatique. Comme le signale Dhir dans son ouvrage sur les transferts de chaleur par ébullition [39], ce critère a été formulé pour un angle de contact statique θ du fait des grandes incertitudes sur l'angle de contact dynamique. Selon l'étude de Bankoff, le noyage d'une surface solide emprisonne du gaz dans des cavités prismatiques ayant un angle au sommet β inférieur à l'angle de contact statique, c'est-à-dire tel que $\theta > \beta$, en accord avec les notations de la Figure 1.4.

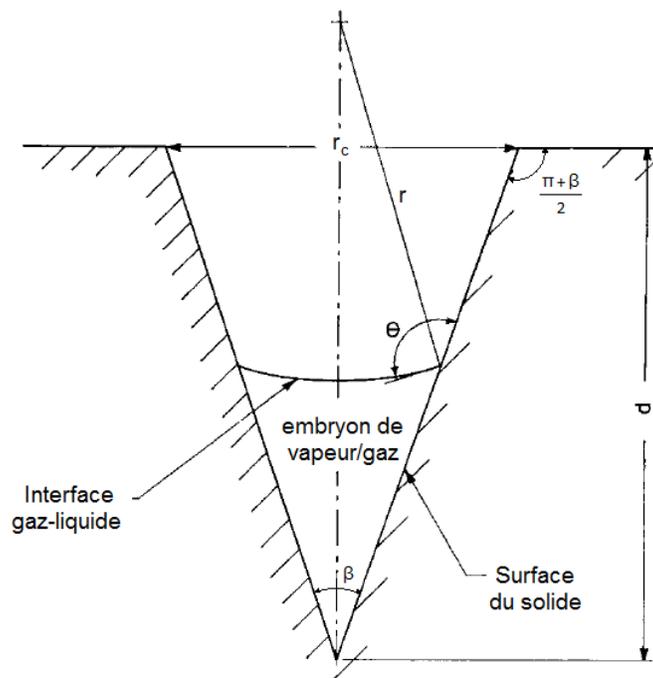


Figure 1.4 – Embryon de vapeur piégé dans une cavité prismatique. Illustration issue de l'étude de Ward & Forest [144]

Ward et Forest ont montré dans leur étude sur l'adhésion des plaquettes sanguines qu'un volume de vapeur est stabilisé au fond d'une longue fissure à la condition que $\theta > \frac{\pi + \beta}{2}$: d'après cette étude de stabilité, l'angle important à considérer est l'angle que forme la cavité avec la surface plane. Wang et Dhir [143] retrouvent le résultat de Ward et Forest et le généralisent à des cavités de formes sphérique, conique ou sinusoïdale. Ils montrent qu'un embryon de vapeur résiduel est maintenu au fond d'une cavité à la condition que l'inégalité suivante soit respectée :

$$\theta > \psi_{min} \quad (1.3)$$

où ψ_{min} est l'angle minimum formé par la cavité avec la surface solide. D'après Dhir [39], le critère proposé par Bankoff constitue une condition nécessaire à l'emprisonnement d'un *nucleus* de vapeur/gaz, alors que celui formulé dans l'équation (1.3) est suffisant.

Afin de devenir un site de nucléation actif, une cavité ayant emprisonné un embryon de vapeur doit être activée par une surchauffe suffisante à la croissance et au détachement d'une bulle de vapeur [128]. En 1958, Griffith et Wallis [59] proposent que la surchauffe nécessaire à l'activation d'un site correspond au rayon de courbure minimum de l'interface liquide/gaz. En combinant l'équation de Young-Laplace (1.1) avec la relation de Clausius-Clapeyron, Lallemand [83] exprime cette surchauffe en fonction du rayon r_c d'entrée d'une cavité satisfaisant la condition (1.3) :

$$\delta T = T_l - T_{sat} > \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_g \Delta h_{lg} r_c} \quad (1.4)$$

Wang et Dhir [143] ont mené une étude de stabilité de l'interface liquide/vapeur lors de son mouvement à l'intérieur et aux alentours de cavités de géométries différentes, basée sur une analyse thermodynamique prenant en compte l'énergie libre d'Helmoltz. Outre le critère d'emprisonnement d'un embryon de vapeur résiduel (1.3), ils montrent que le déclenchement de la nucléation, qui correspond au point critique d'instabilité de l'interface, intervient lorsque la courbure adimensionnée Γ de la bulle atteint un maximum :

$$\Delta T_{sat} = T_s - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_g \Delta h_{lg} r_c} \Gamma_{max} \quad \text{où : } \Gamma_{max} = \begin{cases} 1 & \text{pour } \theta \leq 90^\circ \\ \sin \theta & \text{pour } \theta > 90^\circ \end{cases} \quad (1.5)$$

1.3 Croissance et départ d'une bulle de vapeur

Lorsqu'une bulle générée à la paroi du solide est suffisamment grande pour assurer la nucléation, elle continue de grandir jusqu'à son détachement. Ce dernier survient lorsque les forces capillaires et d'inertie sont vaincues par la poussée d'Archimède et la pression de contact. De nombreuses corrélations furent proposées pour estimer le diamètre de départ d'une bulle [31, 81] et, comme le signale Dhir [39], elles ne sont pas toutes cohérentes entre elles. Le lecteur intéressé par la bilan et le concours des forces agissant sur une bulle lors de sa croissance peut se reporter aux travaux récents de Di Bari et Robinson [42]. Toutefois, une analyse simple ne prenant en considération que la tension de surface et la force d'Archimède, telle que celle réalisée par Fritz [56], nous permet d'établir une relation de dépendance entre le diamètre de départ de la bulle D_b avec la longueur capillaire L_{cap} :

$$D_b \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} = L_{cap} \quad (1.6)$$

Lors de sa croissance (Figure 1.5), la bulle draine l'énergie du liquide surchauffé à sa périphérie. Après son départ, le liquide plus froid s'engouffre dans l'espace laissé vide par la bulle. Une couche limite thermique se reforme alors par conduction aux alentours du site de nucléation. Un nouvel embryon grandit lorsque la surchauffe nécessaire est atteinte, puis le processus se répète. La fréquence d'émission f_b et le diamètre de départ des bulles D_b au niveau d'un site de nucléation forment un couple inséparable. En accord avec l'analyse de Jakob [74], le produit $(f_b D_b)$ est considéré constant. Diverses corrélations existent dans littérature pour estimer ce produit, parmi lesquelles celle de Malenkov [104] et de Zuber [155].

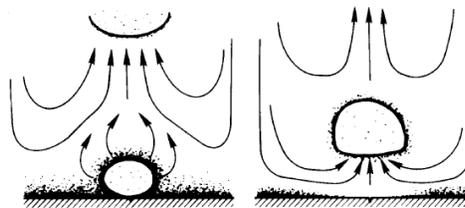


Figure 1.5 – Croissance et départ d'une bulle de vapeur dans un liquide au repos. Illustration issue du livre de Lienhard [93]

2 Ebullition sur une paroi externe

Cette section est dédiée à la contribution de l'ébullition aux transferts de chaleur entre la paroi externe d'un solide surchauffé et un liquide saturé ($T = T_{sat}$) ou sous-saturé ($T < T_{sat}$). L'étude de l'ébullition convective à l'intérieur de tubes ou de canaux est l'objet de la section 3.

2.1 Description qualitative de l'ébullition libre saturée

2.1.1 L'expérience de Nukiyama

L'ébullition libre, ou ébullition en vase (*pool boiling*), désigne l'ébullition qui prend naissance sur une paroi fixe dans un fluide stagnant. L'expérience pionnière pour l'étude des échanges de chaleur lors de l'ébullition en vase fut réalisée par Nukiyama en 1934 [111]. L'astucieux principe de son expérience (Figure 1.6) est de provoquer, dans un bain maintenu à $T_l \approx T_{sat}$, l'ébullition de l'eau à l'aide d'un fil de nichrome, jouant à la fois le rôle d'élément chauffant (par effet Joule) et de thermomètre à résistance. En effet, la résistivité du nichrome (alliage de nickel et de chrome) varie avec la température, si bien qu'en calibrant la résistance du câble utilisé en fonction de sa température, une simple mesure du courant I traversant le fil chauffant et de la tension U aux bornes de ce dernier permettent de connaître la puissance thermique générée Q et la température T_{fil} :

$$Q = UI, \quad T_{fil} = f_{calibration}(R) = f_{calibration}\left(\frac{U}{I}\right) \quad (1.7)$$

En observant les équilibres thermiques obtenus pour des flux imposés de plus en plus importants, il parvient avec ce montage à tracer la première partie de la courbe d'ébullition (Figure 1.7). Mais une fois un flux limite atteint, le fil de nichrome entre en fusion et se rompt. L'expérience est alors répétée avec un fil de platine qui résiste au choc thermique subi pour ce même flux de chaleur. Ce dernier dispositif permet d'obtenir la courbe d'ébullition en son entier, que l'on nomme également courbe de Nukiyama, où le flux de chaleur surfacique extrait au niveau de la paroi du fil q_{ps} (*ps* pour *paroi solide*) est tracé en fonction de la surchauffe du fil de platine ΔT_{sat} . Cette courbe qui présente un cycle d'hystérésis permet d'identifier les différents régimes d'ébullition.

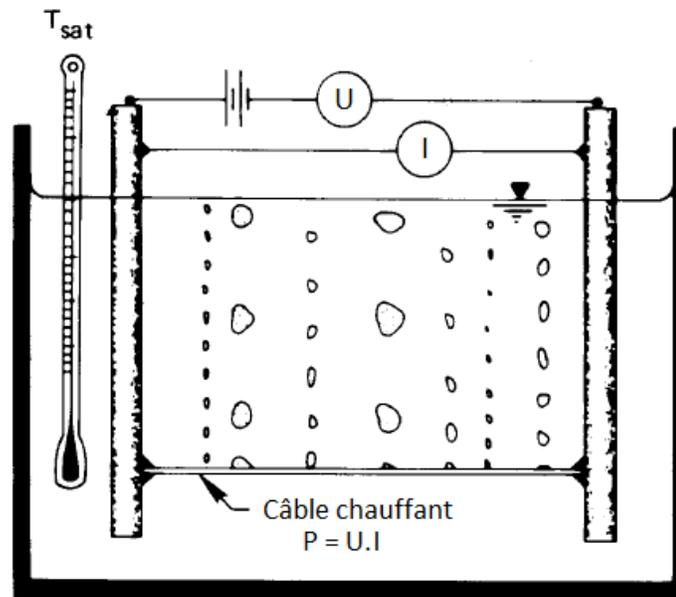


Figure I.6 – Expérience de Nukiyama. Illustration issue du livre de Lienhard [93]

2.1.2 Les différents régimes d'ébullition

Régime de convection naturelle (O A)

Pour de faibles flux de chaleur surfaciques, l'énergie générée par effet Joule est entièrement dissipée par la convection naturelle du liquide autour du fil chauffant. En effet, le liquide directement adjacent au solide est dans un état métastable, mais la surchauffe n'est pas suffisante pour activer la nucléation : les embryons de gaz potentiellement piégés dans les cavités à la surface du câble présentent des rayons de courbure trop importants pour que les interfaces liquide-gaz soient déstabilisées. L'échange au niveau du fil chauffant s'effectue donc seulement par conduction dans la couche limite thermique et par advection. La chaleur est ensuite transférée par convection naturelle jusqu'en surface du bain où l'énergie est évacuée par évaporation (interface plane). Au niveau du point A, le ou les premiers sites de nucléation sont activés, l'ébullition nucléée débute et le flux de chaleur dissipé augmente significativement, ce qui se traduit par une baisse de la température de surface du fil T_s . Le début de la nucléation et le saut de température associé est fréquemment appelé ONB (*Onset of Nucleate Boiling*).

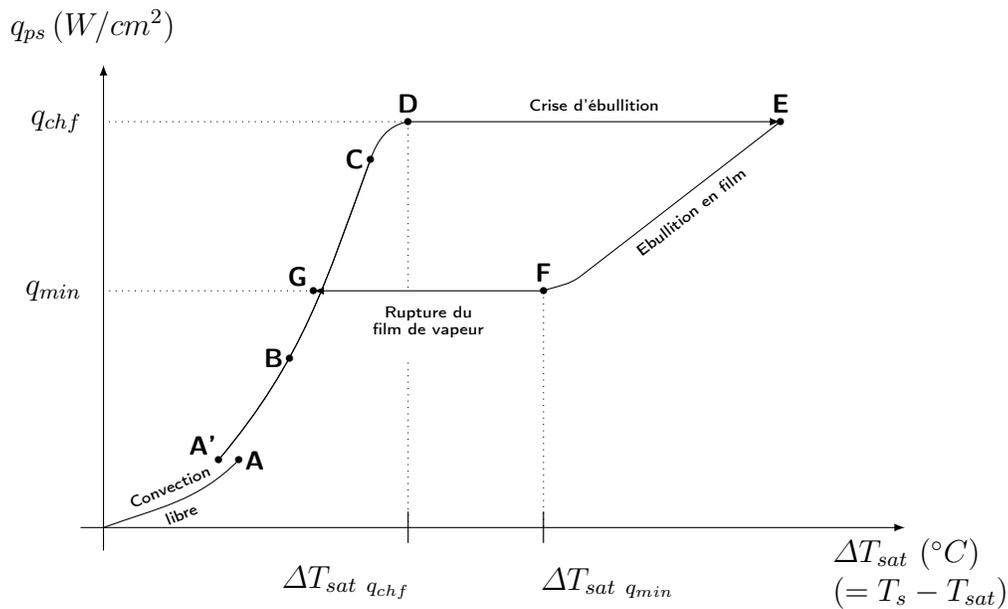


Figure 1.7 – Représentation schématisée de la courbe d'ébullition libre, dite courbe de Nukiyama

Régime d'ébullition nucléée (A – D)

Le premier régime d'ébullition, caractérisé par un transfert de chaleur très efficace, est le *régime d'ébullition nucléée*. Il est composé de deux modes d'ébullition distincts :

- L'ébullition nucléée *partielle* (A'–B) se caractérise par des **sites de nucléation isolés**. Pour des surchauffes modérées, les sites de nucléation produisent des bulles indépendamment les uns des autres, ce qui signifie qu'aucune interaction n'est observée entre les bulles générées. Une hausse de la consigne en puissance se traduit dans ce sous-régime par une activité accrue de chaque site (augmentation du produit $f_b D_b$) et éventuellement l'activation de nouveaux sites de nucléation.
- L'ébullition nucléée *intense* (B–C–D) présente des **amas et colonnes de vapeur**. Lorsqu'un nombre important de sites sont activés, la quantité de vapeur produite est telle que les bulles formées coalescent, formant des amas de vapeur (coalescence tangentielle à la paroi entre deux sites) et des colonnes de vapeur (coalescence normale à la paroi entre les bulles générées par un même site ou un même amas). A partir d'un certain stade, aux alentours du point C, il est de plus en plus difficile pour le liquide de remouiller la paroi et d'assurer son refroidissement, ce qui implique une baisse du coefficient d'échange de chaleur.

Crise d'ébullition (D E)

Kutateladze [82] propose en 1948 la première description phénoménologique de la crise d'ébullition. Selon ce modèle classique, pour une puissance élevée, l'ensemble des amas de vapeur coalescent entre eux, formant un film de vapeur autour de l'élément chauffant. Si la vitesse dans les colonnes de vapeur est suffisante, le liquide ne peut remouiller et donc refroidir la paroi chauffante. Dans le cas du contrôle en flux, la puissance thermique fournie en continu est suffisante pour que le film de vapeur subsiste. L'échange de chaleur est alors fortement détérioré, provoquant une soudaine augmentation de la température du solide. Le choc thermique subi par l'élément chauffant peut être destructeur, comme ce fut le cas avec le fil de nichrome initialement utilisé par Nukiyama. Cette première transition de régime d'ébullition porte plusieurs noms : *crise d'ébullition* par caléfaction, DNB (*Departure from Nucleate Boing*), *burnout*. . . Le flux q_{CHF} associé à ce phénomène est le *flux critique* (ou CHF pour *Critical Heat Flux* en anglais).

Régime d'ébullition en film (E F) et rupture du film de vapeur (F G)

L'ébullition en film est un mode d'échange thermique bien moins efficace que l'ébullition nucléée. Pour des flux de chaleur décroissants, la surchauffe diminue, ainsi que l'épaisseur du film de vapeur. Pour un flux q_{min} appelé *flux minimum*, l'énergie transmise au film n'est pas suffisante pour le maintenir. Le film de vapeur se rompt et le liquide remouille la paroi chauffante. La transition du point F vers le point G s'effectue à une température notée $T_{sat, q_{min}}$, au niveau du *point de Leidenfrost*. Il s'agit d'une donnée primordiale dans le cas du renoyage. En effet, lors du renoyage d'une structure sèche chauffée au-dessus de la température de Leidenfrost, une pellicule de vapeur se forme entre le solide et le réfrigérant, empêchant dans un premier temps un refroidissement efficace des éléments solides surchauffés.

Après la rupture du film de vapeur, la nucléation reprend. Il est intéressant de noter un léger décalage du point G qui traduit un phénomène d'hystérésis : lors du retour depuis le régime d'ébullition en film, tous les sites de nucléation sont activés, l'échange de chaleur est donc plus important que celui observé pour des flux de chaleur croissants. Les courbes d'ébullition nucléée obtenues expérimentalement pour des valeurs croissantes ou décroissantes du flux sont donc légèrement différentes.

Régime de transition (D F)

L'expérience réalisée par Nukiyama ne permet pas d'observer l'ébullition dans la plage de température entre $T_{sat\ q_{ch,f}}$ et $T_{sat\ q_{min}}$, mais il émet l'hypothèse que les extrema D et F seraient reliés par une courbe de transition si la surchauffe de la paroi ΔT_{sat} pouvait varier indépendamment. En imposant un contrôle en température, Drew et Mueller [45] confirment l'intuition de Nukiyama en 1937, grâce à quelques données obtenues dans ce régime de transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film. Cependant, les mesures dans ce régime sont difficiles car il est très instable : les gros amas de vapeur empêchent un mouillage correct de la paroi, si bien que d'importantes fluctuations de flux et de température sont observés. Les premiers relevés précis, apportés par Berenson en 1960 [10], alimentent de nombreuses controverses. L'unicité de la courbe de transition est notamment discutée par Witte et Lienhard [150] qui suggèrent l'existence d'une hystérésis interne au régime de transition. Mais avec un contrôle précis de la température et pour des surfaces "parfaitement" lisses, Auracher et Marquardt [3] ont récemment montré que les transitions de D vers F ou de F vers D sont identiques. Ils soulignent en revanche que les résultats obtenus ne sont pas reproductibles si la surface présente trop d'imperfections.

2.2 Corrélations pour l'ébullition libre saturée

2.2.1 Ebullition nucléée : $q_{ps} = q_{nb}$

Les mécanismes de transfert de chaleur par ébullition nucléée sont complexes. En combinant les contributions de la conduction transitoire au niveau des sites de nucléation, de l'évaporation dans la couche de liquide surchauffé en dessous des bulles et de la convection naturelle dans les zones inactives de la paroi chauffante, Dhir [39] montre qu'il est possible d'obtenir une expression du flux de chaleur échangé avec le liquide en ébullition nucléée partielle. L'équation obtenue dépend de nombreux paramètres difficilement prédictibles tels que la densité des sites de nucléation, le diamètre et la fréquence de départ des bulles, l'angle de contact ; il est donc inenvisageable pour l'instant d'utiliser de tels modèles pour prédire les flux d'ébullition nucléée en fonction de la surchauffe de la paroi. Dhir [40] souligne toutefois qu'il faut rester optimiste quant à la possibilité de développer un modèle mécaniste grâce à des simulations numériques directes des procédés de l'ébullition. Pour le moment, la majorité des corrélations disponibles dans la littérature ont des domaines de validité restreints. Leur utilisation reste délicate, tant

les natures du fluide et de la paroi influent sur les résultats obtenus [83]. La corrélation proposée par Rohsenow [125], s'appuyant sur le fait que le flux dissipé par ébullition nucléée q_{nb} varie grossièrement en ΔT_{sat}^3 , est l'une des premières et des plus utilisées pour prédire les échanges en ébullition nucléée libre saturée, dans les domaines d'ébullition partielle et d'ébullition intense :

$$\Delta T_{sat} = C_{sf} \left[C_{pl} \Delta h_{lg} \left(\frac{q_{nb}}{\mu_l \Delta h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \cdot \text{Pr}^m \quad (1.8)$$

où C_{sf} et l'exposant m du nombre de Prandtl Pr sont des constantes utilisées pour caractériser le couple paroi-fluide. Bien que Piro [114] ait publié les valeurs empiriques de ces constantes pour de nombreux couples, il est préférable d'avoir recours à l'expérience pour déterminer cette constante.

2.2.2 Flux critique : $q_{ps} = q_{chf}$

Le modèle classique de prédiction du flux critique est très clairement expliqué par Lienhard [92]. Après l'apparition d'une couche de vapeur sur la paroi, les grandes vitesses atteintes dans les colonnes de vapeur empêchent le liquide de rompre ce film, ce qui provoque la crise d'ébullition. Kutateladze [82] réalise l'analyse dimensionnelle liée à ce phénomène et établit une première expression pour le calcul de q_{chf} , valable uniquement pour une large plaque plane horizontale. Zuber [154] propose quant à lui de considérer que le flux critique est atteint lorsque la vitesse dans les colonnes de vapeur est telle que ces dernières deviennent instables (instabilité de Kelvin-Helmoltz). Il obtient ainsi la valeur du flux critique q_Z , très fréquemment utilisée comme une référence pour mesurer l'influence de paramètres externes :

$$q_{chf} = q_Z = C \rho_g \Delta h_{lg} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right)^{1/4} \quad (1.9)$$

où $C = 0.131$ est la constante modifiée par Zuber. A partir de données obtenues pour une grande variété de fluides, Lienhard et Dhir [94] préconisent $C = 0.149$. Haramura et Katto [65] proposent en 1983 un autre modèle dans lequel le flux critique correspond à l'évaporation d'une microcouche liquide séparant la paroi solide des amas de vapeur. Cette méthode analytique permet la prédiction du CHF pour un corps submergé dans un liquide saturé, en ébullition en vase ainsi qu'en convection forcée, et fut très souvent reprise, notamment pour l'étude de l'impact d'un jet sur une surface plane.

2.2.3 Ebullition en Im : $q_{ps} = q_{fb}$

Pour un film de vapeur stable, l'épaisseur de vapeur séparant le liquide de la paroi constitue la principale résistance thermique. Pour des surchauffes modérées, les transferts de chaleur lors de l'ébullition en film présentent une forte analogie avec la condensation en film. Dans son livre traitant de l'ébullition en film de vapeur stable, Bromley [18] est le premier à utiliser cette similarité pour estimer le coefficient moyen d'échange de chaleur par ébullition en film h_{fb} autour d'un tube horizontal de diamètre D , qu'il propose de calculer avec la corrélation suivante :

$$h_{fb} = 0,62 \left(\frac{\lambda_g^3 (\rho_l - \rho_g) g \Delta h'_{lg}}{D \nu_g \Delta T_{sat}} \right)^{1/4} \quad (1.10)$$

où $\Delta h'_{lg} = \Delta h_{lg} + 0,34 C_{pg} \Delta T_{sat}$. Berenson [11] développe un modèle analytique et propose une corrélation pour une surface plane horizontale. Lienhard et Dhir [95] effectuent quant à eux une analyse similaire pour des sphères. L'analogie avec la condensation en film est en revanche discutable pour des solides présentant une forte courbure, tels que des cylindres de faible diamètre ; une correction de la corrélation de Bromley est proposée par Breen [16] pour une large gamme de diamètres.

D'autre part, ces modèles négligent les transferts radiatifs, qui deviennent pourtant significatifs pour des surchauffes importantes ; c'est pourquoi Bromley [18] suggère de prendre cette contribution en compte avec un *modèle de superposition* pour caractériser l'échange au niveau de la paroi surchauffée :

$$h_{ps} = h_{fb} + \frac{3}{4} h_{rad} \quad (1.11)$$

2.2.4 Flux minimum : $q_{ps} = q_{min}$

Berenson [11] utilise le même modèle analytique pour prédire la rupture du film de vapeur que celui pour caractériser le transfert de chaleur en ébullition en film :

$$q_{min} = 0,09 \rho_g \Delta h_{lg} \left(\frac{(\rho_l - \rho_g) g \sigma}{(\rho_l + \rho_g)^2} \right)^{1/4} \quad (1.12)$$

Lienhard et Wong [96] introduisent un facteur correctif pour prédire le flux minimum sur des cylindres horizontaux. Lors d'études expérimentales, il est fréquent que le liquide

entre en contact pour des flux supérieurs à ceux prédits par ces corrélations. En effet, de faibles perturbations peuvent facilement déstabiliser et rompre le film de vapeur établi sur la paroi surchauffée. Il faut donc interpréter ces prédictions comme des limites basses.

2.2.5 Régime de transition

L'estimation du transfert de chaleur dans le régime de transition a reçu peu d'attention en comparaison aux autres régimes. Il est classique de prédire l'échange de chaleur en ébullition transitoire par une interpolation linéaire entre le point critique D et le point de Leidenfrost F.

2.3 Paramètres influents

2.3.1 Influence de la sous-saturation

Un bain liquide stagnant en ébullition ne peut rester longtemps à une température T hors de la couche limite thermique inférieure à T_{sat} . Cependant, lors de l'ébullition nucléée, le refroidissement de l'élément chauffant est notamment assuré par le remplacement du liquide surchauffé proche de la paroi par le liquide lointain plus froid. L'influence de la sous-saturation est donc une question légitime. Il est établi que la sous-saturation en ébullition en vase n'a que peu d'impact sur l'allure de la courbe d'ébullition nucléée. En revanche, les flux critique et minimum augmentent de façon proportionnelle à $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T$. L'échange de chaleur lors de l'ébullition en film est quant à lui particulièrement amélioré pour des surchauffes modérées de la paroi.

2.3.2 Influences de l'état de surface

Les relevés obtenus par Berenson [11] montrent déjà une forte influence de la rugosité de la paroi chauffante sur les échanges de chaleur par ébullition nucléée. Le principal effet de la rugosité est en effet d'augmenter sensiblement la densité des sites de nucléation actifs n_s . Or, Yamagata [152] établit en 1955 une relation empirique de dépendance entre le flux de chaleur en ébullition nucléée q_{nb} et n_s , de la forme :

$$q_{nb} \propto \Delta T_{sat}^a n_s^b \quad (1.13)$$

De nombreuses études expérimentales ont depuis permis d'évaluer les coefficients de cette équation : $a = 1,2$ et $b = \frac{1}{3}$. En 1984, Cooper [33] propose une corrélation pour le coefficient d'échange faisant intervenir la rugosité de la paroi comme variable.

Liter et Kaviany [100] ont récemment montré la possibilité d'améliorer la valeur du flux critique grâce à des traitements de surface spécifiques. En effet, revêtir la paroi chauffante d'une couche poreuse d'une épaisseur périodiquement non-uniforme (Figure 1.8) permet de créer une modulation de la surface, et de séparer les phases liquide et vapeur. Ainsi, la friction entre les deux écoulements est fortement réduite, favorisant le remouillage de la paroi. Ce type de revêtement poreux peut prolonger le régime d'ébullition pour des flux jusqu'à trois fois supérieurs aux flux critiques pour des surfaces "planes".

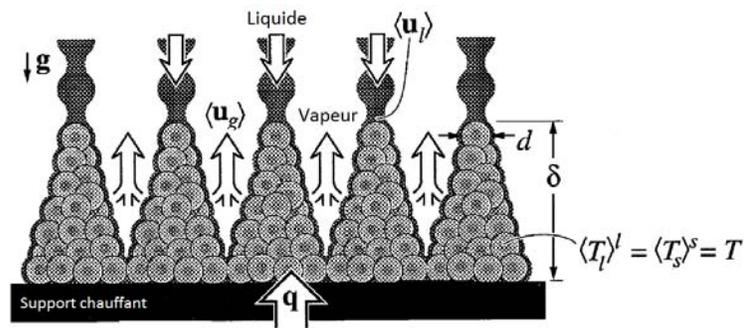


Figure 1.8 – Revêtement d'une paroi par une couche poreuse modulée. Illustration issue de [100] ($d = 200\mu m, \delta = 5d$)

2.3.3 Influence de la géométrie de l'élément chauffant

La taille de l'élément chauffant a une influence particulièrement importante sur la prédiction du flux critique. En effet, pour les modèles basés sur une étude hydrodynamique des écoulements vapeur et liquide, tels que ceux de Zuber [154] ou de Lienhard et Dhir [94], la distance séparant deux colonnes de vapeur est prédite par une analyse des instabilités de Taylor. Cette longueur d'onde λ_T est donnée par les relations suivantes [92] :

Pour une plaque plane infinie :	Pour un cylindre infini :	
$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g) \cdot 6}}$	$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g) \cdot 3}}$	(1.14)

La corrélation 1.9, par exemple, est donc réservée à la prédiction du flux critique pour de larges plaques planes, ce que Lienhard et Dhir [94] estiment être des plaques de longueur caractéristique au moins trois fois supérieure à la longueur d'onde de Taylor λ_T .

Ils adaptent l'équation 1.9 pour des éléments chauffants de tailles et de géométries différentes :

$$q_{chf} = f(l) q_Z \quad (1.15)$$

où l est la dimension caractéristique de l'élément l , adimensionnée par la longueur capillaire :

$$l = \frac{l}{L_{cap}} = \frac{l}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}} \quad (1.16)$$

Lienhard et Dhir [94] ont regroupé l'ensemble des données disponibles pour proposer une théorie hydrodynamique plus mûre, prenant en compte de nombreuses tailles et formes différentes. Leurs résultats sont résumés dans la figure 1.9.

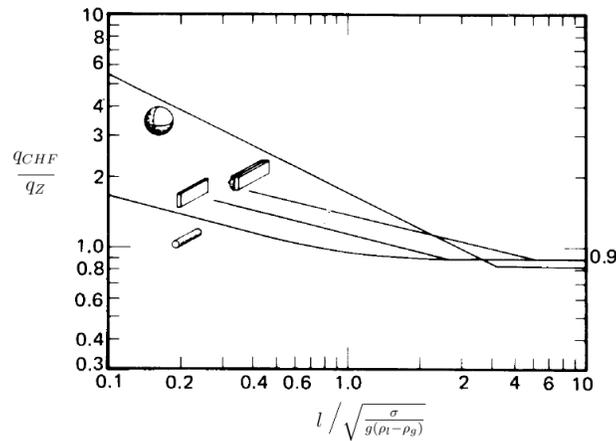


Figure 1.9 – Influences de la géométrie des éléments chauffants sur le flux critique q_{chf}

La géométrie de l'élément influe également sur les échanges de chaleur en ébullition nucléée. Cornwell et Houston [34] ont observé que les bulles émises à la base d'un cylindre horizontal glissent le long de la paroi. Pour des tubes horizontaux de diamètres D compris entre 8 et 40 mm, ils proposent de calculer le coefficient d'échange en ébullition libre nucléée autour de cylindres grâce à la relation suivante :

$$h_{nb} = 9,7 \overline{p_{crit}} \left(1,8 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{0,17} + 4 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{1,2} + 10 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{10} \right) \frac{\lambda_l}{D} \text{Pr}_l^{0,4} \left(\frac{q_{nb} D}{\mu_l \Delta h_{lg}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.17)$$

2.3.4 Influence d'un écoulement externe

Sur le régime d'ébullition nucléée

Pour traiter de l'ébullition dans un écoulement, Chen [27] propose en 1966 un *modèle de superposition* pour des écoulements intratubulaires (cf. section 3.1), où les contributions de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective sont ajoutées. Ce principe a été fréquemment repris pour estimer la contribution de la convection forcée aux échanges de chaleur lors de l'ébullition nucléée **sur une surface externe** surchauffée. Bjorg *et al.* [14] proposent en 1982 la formulation 1.18 pour un élément chauffant ainsi qu'un modèle asymptotique prenant en compte les effets de la sous-saturation.

$$q_{ps} = q_{cv} + (q_{nb} - q_{pb}) \quad (1.18)$$

- q_{cv} est le flux de chaleur convectif monophasique liquide ;
- q_{nb} est le flux de chaleur échangé par ébullition nucléée en vase pour cet élément chauffant ;
- q_{pb} est le flux de chaleur issu de la courbe d'ébullition nucléée libre à la valeur de ΔT_{sat} pour laquelle l'ébullition nucléée commence (ONB) lors de l'ébullition convective.

L'ébullition nucléée dans un écoulement normal à un cylindre horizontal fut le cas le plus étudié. Jens et Lottes [75] en 1955 et Thom *et al.* [132] en 1965 développent les premières corrélations pour l'ébullition convective extra-tubulaire d'eau sous-saturée. Wege et Jensen [146] ont quant à eux adapté la corrélation de Chen à cette configuration d'écoulement.

Sur la valeur du flux critique

L'influence d'un écoulement externe, de vitesse u , sur le flux critique lors de l'ébullition d'un corps solide surchauffé a été particulièrement étudiée pour l'impact d'un jet sur une surface plane (extension du modèle de Haramura et Katto [65] pour la prédiction du flux critique) et pour un écoulement normal à un cylindre horizontal. Pour ce dernier cas, Lienhard présente, dans son article dédié au *burnout* sur des cylindres [91], des corrélations complexes obtenues par itération, de la forme :

$$\frac{q_{chf}}{\rho_g \Delta h_{lg} u} = f \left(We_D, \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \quad (1.19)$$

où We_D est le nombre de Weber caractéristique du cylindre de diamètre D :

$$We_D = \frac{\rho_g u^2 D}{\sigma} = \frac{\text{inertie}}{\text{tension de surface}} \quad (1.20)$$

Sur le régime d ébullition en Im

Bromley *et al.* [18] montrent que l'échange de chaleur lors de l'ébullition en film sur un cylindre horizontal de diamètre D en convection forcée peut être estimé grâce à la corrélation suivante :

$$q_{fb} = C \sqrt{\frac{\rho_g \lambda_g \Delta h'_{lg} u \Delta T_{sat}}{D}} \quad (1.21)$$

où $\Delta h'_{lg} = \Delta h_{lg} + 0,34 C_{pg} \Delta T_{sat}$ et $C = 2,7$. Witte [149] adapte cette corrélation pour les sphères en proposant une modification de la constante $C = 2,98$.

3 Ébullition dans un écoulement intra-tubulaire

La compréhension des écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur dans un canal vertical chauffé uniformément est nécessaire à la bonne estimation des capacités d'une centrale nucléaire, car ce type d'écoulement intervient, en fonctionnement nominal, dans les générateurs de vapeur ainsi qu'entre les crayons de combustible d'un réacteur à eau bouillante. Nous avons montré dans le chapitre d'introduction que, dans le cas d'un scénario LOCA (Loss of Coolant Accident), la baisse de pression dans le cœur du réacteur peut également entraîner une ébullition de l'eau primaire d'un REP.

Pour la modélisation du renoyage d'un lit de débris, il nous importe de comprendre les phénomènes d'ébullition en milieu poreux. Or, l'espace poral dans un lit de débris peut être représenté schématiquement par un réseau de pores, reliés par des constriction ou des canaux. L'étude de l'ébullition sur les surfaces externes des particules solides (assimilables par exemple à des sphères) ne permet donc pas de cerner l'ensemble des types d'ébullition rencontrés. En particulier, l'accumulation de la vapeur et la succession de différents régimes d'écoulement sont communes, malgré certaines différences topologiques, à l'ébullition dans un canal vertical et à l'ébullition lors du refroidissement d'un lit de billes. C'est pourquoi une étude bibliographique sur l'étude de ces écoulements est nécessaire à notre étude.

3.1 Régimes et transitions en ébullition convective intra-tubulaire

Un écoulement diphasique avec changement de phase par ébullition dans un canal vertical présente différentes zones associées à différents régimes d'écoulement et d'ébullition. La figure 1.10 présente les zones successives d'écoulement et d'ébullition ainsi que l'évolution de la température le long d'un canal chauffé uniformément avec un flux de chaleur modéré, c'est-à-dire insuffisant pour provoquer l'ébullition en film. Lorsqu'un liquide sous-saturé entre dans un tube surchauffé, la convection forcée est suivie par une zone d'ébullition nucléée sous-saturée au niveau de la paroi. Les couches limites thermiques se rejoignent alors au centre de l'écoulement, ce qui conduit au régime d'ébullition nucléée partielle saturée. L'accumulation de vapeur entraîne une coalescence des bulles et le développement d'un écoulement à bulles de Taylor puis annulaire avant de provoquer l'assèchement de la paroi.

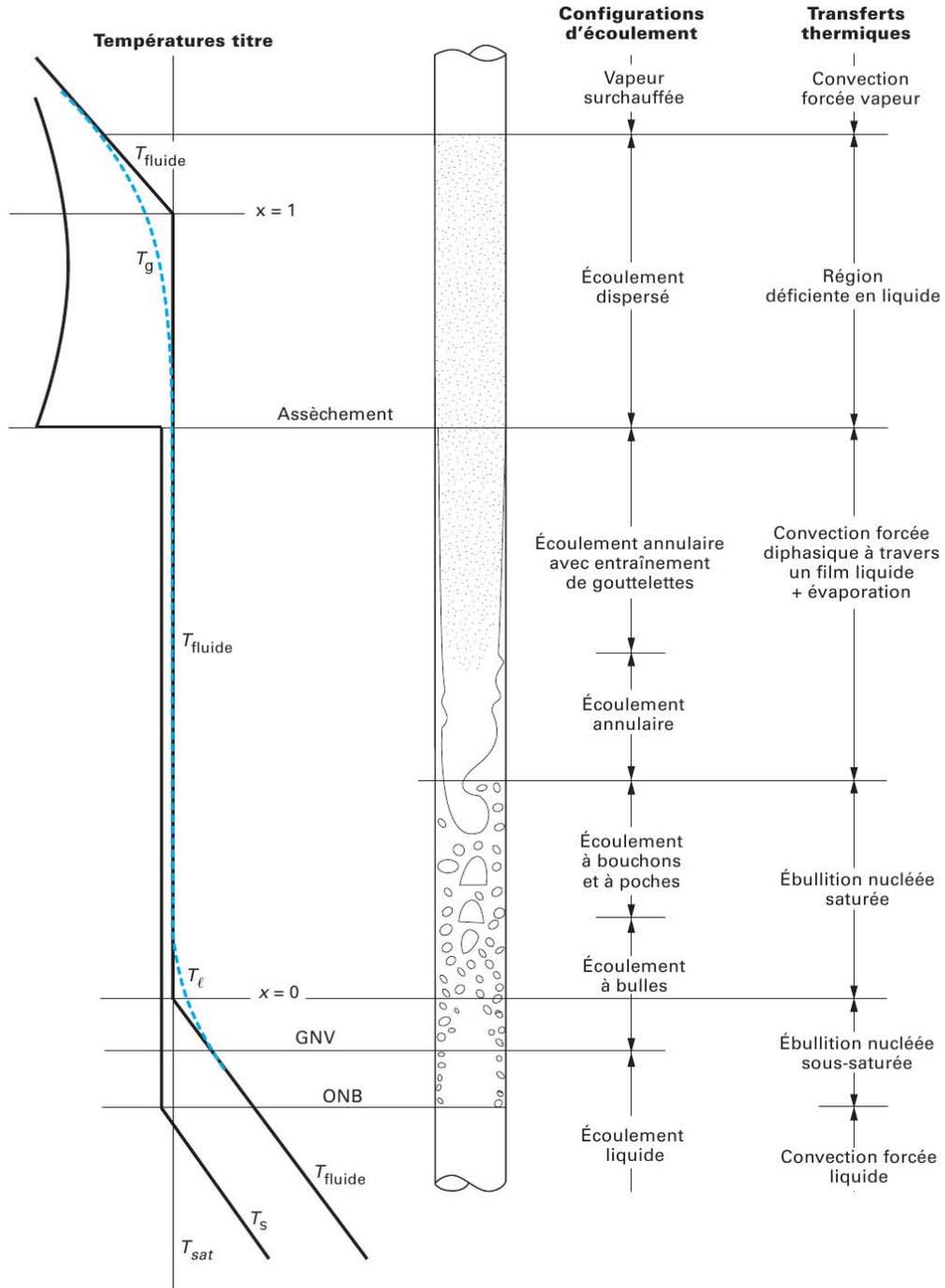


Figure I.10 – Régimes d'écoulements classiques lors de l'ébullition dans un canal vertical chauffé uniformément avec un flux surfacique modéré. Illustration issue de [84]

3.1.1 Transferts de chaleur en ébullition nucléée convective

Le liquide sous-saturé et la paroi s'échauffent le long de l'écoulement jusqu'à atteindre une surchauffe suffisante à l'activation des sites de nucléation (ONB). La zone d'ébullition sous-saturée partielle laisse ensuite place à la zone d'ébullition sous-saturée pleinement développée au point où la saturation en liquide S_l chute significativement, c'est-à-dire lorsque les bulles se détachent de la paroi (GNV = génération nette de vapeur). Les transferts de chaleur dans les zones sous-refroidies peuvent être estimés grâce aux corrélations de Bergles et Rohsenow [12] et de Kandlikar [77].

Enfin, l'ébullition est dite saturée lorsque la température du fluide atteint T_{sat} . A ce point, en supposant l'équilibre thermodynamique entre les phases fluides, le titre de la vapeur est nul. Le titre thermodynamique x , qui indique la proportion de vapeur dans le mélange, peut être exprimé en fonction des enthalpies relatives aux phases liquide h_l et gaz h_g :

$$x = \frac{\alpha h_g + (1 - \alpha)h_l - h_l^{sat}}{\Delta h_{lg}} \quad (1.22)$$

où le taux de vide surfacique α peut être défini sur une section de tube A :

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \quad \text{et} \quad (1 - \alpha) = \frac{A_l}{A} \quad (1.23)$$

Le coefficient de transfert de chaleur local entre la paroi surchauffée et le mélange diphasique, h_{ps} , pour l'ébullition saturée dans un écoulement est défini par :

$$h_{ps} = \frac{q_{ps}}{T_s - T_{sat}} \quad (1.24)$$

où q_{ps} est le flux surfacique total récupéré par le fluide diphasique au niveau de la paroi solide qui est à une température T_s surchauffée. T_{sat} est la température de saturation locale, correspondant à la pression locale qui règne dans l'écoulement.

Les modèles traitant de l'ébullition dans un écoulement considèrent deux mécanismes de transfert de chaleur : l'ébullition nucléée (caractérisée par le coefficient d'échange h_{nb}) et l'ébullition convective (caractérisée par h_{cb}). Dans ces conditions, l'ébullition nucléée est similaire à l'ébullition nucléée en vase, à ceci près que l'écoulement influe sur la croissance et le départ des bulles. Cette contribution est fréquemment évaluée à l'aide d'une corrélation d'ébullition en vase. L'ébullition convective fait quant à elle référence

aux échanges entre la paroi et le liquide contrôlés par la convection. Par exemple, dans le cas d'un écoulement annulaire sans nucléation, seule l'ébullition convective contribue à l'échange de chaleur. Elle décrit alors l'échange convectif monophasique entre la paroi et le film liquide. Cette contribution est souvent assimilée à un échange convectif en phase liquide, caractérisé par le coefficient d'échange h_{cv} .

Afin d'obtenir le coefficient d'échange local h_{ps} , les deux contributions sont combinées selon des lois de la forme [32] :

$$h_{ps} = (h_{nb}^n + h_{cb}^n)^{\frac{1}{n}} \quad (1.25)$$

Cette formulation générale permet de classer les différents modèles existants pour les tubes lisses en trois catégories, en fonction de la valeur de l'exposant n ($n = 1$, $n > 1$ et $n \rightarrow \infty$).

Modèles de superposition ($n = 1$)

Chen [27] propose en 1966 un modèle de superposition des contributions de la convection et de l'ébullition nucléée :

$$h_{ps} = S h_{nb} + E h_{cv} \quad \text{où :} \quad (1.26)$$

- h_{nb} est obtenu grâce à la corrélation d'ébullition nucléée développée par Forster et Zuber [54] ;
- h_{cv} est le coefficient d'échange convectif, calculé par la relation de Dittus et Boelter [44] ou celle de Gnielinski (présentée dans le livre [70]) pour les régimes turbulents ;
- S est le facteur de suppression de l'ébullition nucléée ;
- E est le facteur d'amélioration de l'ébullition convective.

Chen présume en effet que, dans un écoulement, le fort gradient thermique au niveau de la paroi atténue l'activité des sites de nucléation. Il propose donc d'introduire le coefficient S pour diminuer l'influence de l'ébullition nucléée en fonction du nombre de Reynolds liquide. D'autre part, l'augmentation de la vitesse liquide due à la production de vapeur tend à améliorer l'échange convectif, d'où l'introduction d'un coefficient d'amélioration E . Les coefficients multiplicatifs sont calculés avec les corréations suivantes :

$$\begin{cases} E = 2,35 \left(0,213 + \frac{1}{\chi_{tt}}\right)^{0,736} & \text{pour } \frac{1}{\chi_{tt}} > 0,1 \\ E = 1 & \text{pour } \frac{1}{\chi_{tt}} \leq 0,1 \end{cases} \quad (1.27)$$

$$S = \left[1 + 2,53 \cdot 10^{-6} \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_l} E^{1,25}\right)^{1,17}\right]^{-1} \quad (1.28)$$

où G est le débit massique diphasique. Le coefficient multiplicatif E est calculé grâce au paramètre de Martinelli χ_{tt} afin de prendre en compte les effets de l'écoulement diphasique sur la convection :

$$\chi_{tt} = \sqrt{\frac{(\frac{p}{p})_{lm}}{(\frac{p}{p})_{gm}}} \approx \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0,1} \quad (1.29)$$

$(\frac{p}{p})_{\beta m}$ représente le gradient de pression qui serait obtenu pour l'écoulement monophasique de la phase β ($\beta = g$ ou l) à une vitesse identique à celle qu'elle a dans l'écoulement diphasique.

Gungor et Winterton [63] recommandent de calculer la contribution de l'ébullition nucléée à l'aide de la corrélation de Cooper [33] qui prend en compte la rugosité de la surface. D'autre part, ils adaptent leur corrélation au cas de l'ébullition sous-saturée de la manière suivante :

$$q_{ps} = h_{cv} (T_s - T_l) + S h_{nb} (T_s - T_{sat}) \quad (1.30)$$

Modèles asymptotiques ($n > 1$)

Les modèles asymptotiques se présentent sous la forme de l'équation 1.31. Liu et Winterton [102] proposent un modèle asymptotique avec $n = 2$ et Steiner et Taborek [130] avec $n = 3$. Plus l'exposant n est important, plus la contribution la plus forte est favorisée.

$$h_{ps} = [(S h_{nb})^n + (E h_{cv})^n]^{\frac{1}{n}} \quad (1.31)$$

Modèles d'intensification des échanges thermiques (n)

La corrélation proposée par Shah [127] en 1982 propose de faire tendre n vers l'infini, ce qui revient à assimiler le coefficient h_{ps} à la plus grande des deux contributions h_{cv} et h_{nb} . Le calcul séparé des deux contributions est présenté en détail par Thome [135].

3.1.2 Flux critique en ébullition convective

Pour l'ébullition en convection forcée dans un canal vertical chauffé uniformément par un flux surfacique q_{ps} , l'assèchement de la paroi entraîne une détérioration du transfert de chaleur et donc une augmentation de la température du tube. Il peut survenir de deux manières distinctes :

- par évaporation totale du film liquide dans un écoulement annulaire (*Dryout*) : ce scénario correspond à l'assèchement observé sur la Figure I.11(a). Cette fin de l'ébullition nucléée est caractérisée par de forts titres vapeur.
- par caléfaction, c'est-à-dire par la formation d'un film de vapeur entre la paroi et le liquide (*Burnout*) : ce phénomène, qui est observé pour de faibles titres de vapeur, voire en ébullition sous-saturée, correspond à la crise d'ébullition en vase ; il mène à l'établissement du régime d'ébullition en film convective (Figure I.11(b)).

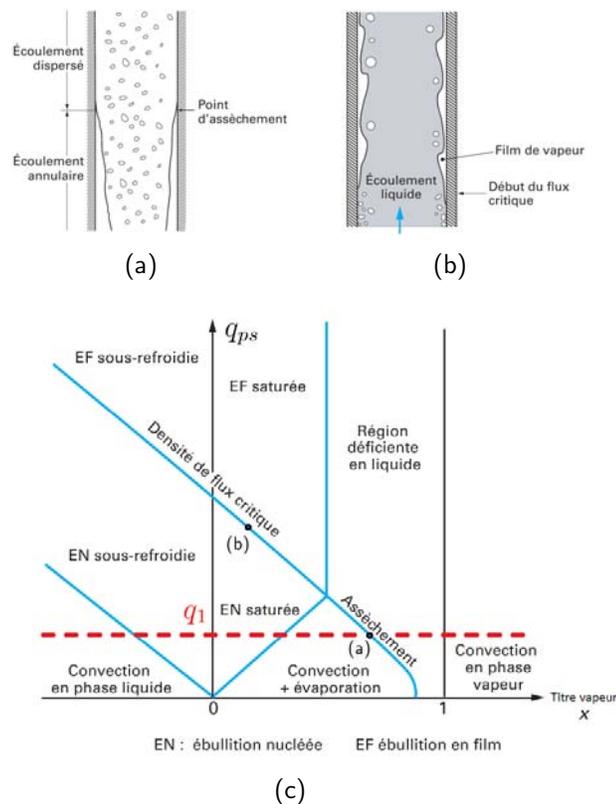


Figure I.11 – (a) Assèchement de la paroi; (b) Crise d'ébullition (exemple d'un écoulement annulaire inversé); (c) Apparition du flux critique pour un flux imposé en fonction du régime d'ébullition. Illustrations issues de [84]

L'apparition du flux critique est difficilement prévisible car elle dépend de la température d'injection du liquide, du débit, de la pression, ainsi que de la longueur du tube (plus précisément de la longueur sur laquelle il est chauffé). Les différents régimes qu'il est possible de rencontrer pour l'ébullition intra-tubulaire sont présentés dans la Figure 1.11(c). Sur cette figure se trouve également un niveau de flux modéré q_1 , auquel correspondent les régimes d'écoulement successifs présentés dans la figure 1.10.

Chang et Baek [24] ont récemment publié une revue détaillée des études portant sur l'estimation du flux critique (CHF) en convection forcée saturée ou sous-saturée. Il existe, dans la littérature, deux grands types de méthodes pour la prédiction du CHF dans ces conditions :

- *Les méthodes analytiques.* Similaires aux modèles mécanistes de Zuber [154] ou Haramura et Katto [65] pour l'ébullition en vase, la prédiction du CHF est sur une analyse théorique du phénomène. Les modèles de coalescence de bulles (tels que celui de Chang et Lee [25]) et les modèles d'assèchement d'une sous-couche liquide (Lee et Mudawar [87], Katto [78]) sont les plus fréquents.
- *Les méthodes empiriques.* L'utilisation d'une corrélation empirique pour un large champ de paramètres est peu précise. C'est pourquoi la méthode empirique de prédiction la plus fiable est la consultation de tables établies pour de très nombreux paramètres, telles que les tables de Groeneveld [61].

3.1.3 Transferts de chaleur post-CHF

Le flux critique en ébullition convective correspond à la limite au-delà de laquelle la paroi est partiellement ou totalement recouverte par la phase vapeur. La figure 1.11(c) montre que différents régimes peuvent être rencontrés en aval du flux critique. Selon que

Régime pré-CHF	Régimes post-CHF			
Écoulement à bulles	Annulaire inversé	Écoulement à poches de liquide	Gouttelettes dispersées	Vapeur
Écoulement à poches de vapeur	Écoulement à poches de liquide	Gouttelettes dispersées	Vapeur	
Écoulement annulaire	Gouttelettes dispersées	Vapeur		

Figure 1.12 – Régimes d'écoulement post-CHF, d'après Hewitt *et al.* [67]

l'assèchement survienne dans un écoulement à bulles, à poches de vapeur ou annulaire, le régime post-CHF est différent, comme résumé dans la figure 1.12.

Pour l'ébullition en écoulement annulaire inversé, Leonard *et al.* [89] suggèrent d'utiliser la corrélation de Bromley [18], initialement établie pour l'ébullition en film libre sur un cylindre horizontal (cf. section 2.2.3, Eq.(1.10)), en remplaçant le diamètre du tube par la longueur d'onde caractéristique des oscillations du film vapeur. Groeneveld et Freund [60] ont quant à eux établi une corrélation pour estimer les transferts de chaleur dans un écoulement à gouttelettes dispersées.

3.2 Influence du confinement

3.2.1 Différentes configurations d'écoulement

La section du canal intervient dans l'estimation des coefficients des corrélations présentées précédemment. Il s'agit à ce titre d'un paramètre parmi d'autres. Cependant, pour des canaux de diamètre hydraulique D_h inférieur à un certain seuil, appelés *micro-canaux*, le confinement des bulles de vapeur modifie les régimes rencontrés et donc la phénoménologie de l'ébullition convective. Pour des écoulements diphasiques en micro-canaux, le principal régime d'écoulement est en effet le régime à bulles de Taylor. Il est nécessaire de connaître la limite de validité des lois d'échange de chaleur ou de prédiction du taux de vide établies pour des macro-canaux. Thome [133] passe en revue les travaux expérimentaux et théoriques sur l'ébullition en micro-canaux. Dans ce papier, les critères de transition entre les configurations de micro- et de macro-ébullition retenus sont basés sur le diamètre de départ des bulles D_b ou sur le nombre de confinement Co et la longueur capillaire L_{cap} définis par :

$$Co = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)D_h^2}} \quad \text{et} \quad L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (1.32)$$

Pour la première catégorie, la transition micro-macro apparaîtrait lorsque le diamètre de départ des bulles dépasse celui du canal, c'est-à-dire lorsque seule une bulle peut être présente dans une section de canal. Or, même si D_b peut être estimé à l'aide de la formule de Fritz [56], une prédiction fiable est difficile. Kew et Cornwell [80] ont quant à eux remarqué, pour un nombre de confinement $Co > 0,5$, une nette différence des caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur par rapport aux macro-canaux. Ce critère délimite plus spécifiquement les régimes d'écoulement à bulles confinées. Pour

de tels écoulements, la gravité et donc l'orientation du canal ne sont plus prépondérants.

Enfin, plus récemment, Cheng et Wu [28] ont recommandé de considérer trois échelles caractéristiques, délimitées par deux dimensions limites D_{micro} et D_{macro} :

- Ecoulement "microscopique" pour $D < D_{micro}$: les effets de la gravité sont négligeables, les régimes d'écoulement sont symétriques par rapport à l'axe du canal quel que soit son orientation ;
- Ecoulement "mésoscopique" pour $D_{micro} < D < D_{macro}$: la tension de surface est dominante et les effets de la gravité sont faibles ;
- Ecoulement "macroscopique" pour $D > D_{macro}$: les forces de gravité sont dominantes.

où les limites sont définies par :

$$D_{micro} = \sqrt{0,05}L_{cap} \quad \text{et} \quad D_{macro} = \bar{3}L_{cap} \quad (1.33)$$

L'espace poral d'un lit de débris peut être représenté par une succession de canaux à sections de passages complexes et variables. Pour l'étude du renoyage d'un tel milieu, il convient de déterminer si les diamètres hydrauliques de ces sections correspondent à des configurations d'écoulement micro-, méso- ou macroscopique. Le programme expérimental Phébus PF [72] et les observations du réacteur TMI-2 montrent que les tailles caractéristiques des particules constitutives des lits de débris varient entre 1 et 8 mm. Pour un arrangement cubique de particules sphériques, cela correspond à des sections de passage minimales de diamètres hydrauliques compris entre 0,5 et 4,4 mm, ce qui ne fournit qu'un ordre de grandeur des sections réelles. Or, pour de l'eau à $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$, $D_{micro} \approx 0,55$ mm et $D_{macro} = 4,2$ mm, ce qui implique que les chemins d'écoulement du fluide dans les lits de débris ont des dimensions équivalentes à des micro-, méso- ou macrocanaux.

3.2.2 Impact sur les transferts de chaleur

Les études expérimentales menées par Zhao *et al.* [153] et Bao *et al.* [8] montrent que le coefficient de transfert de chaleur en ébullition convective dans des micro-canaux ne dépend ni du titre vapeur ni du débit massique mais du flux de chaleur et de la pression de saturation.

De nombreux modèles de superposition ou asymptotiques ont été adaptés voir simplement étendus pour l'estimation des transferts de chaleur en micro-canaux. Avec des modèles macroscopiques classiques, la contribution de l'ébullition nucléée devient prépondérante devant celle de la convection pour des canaux de faible diamètre. Ceci permettrait d'expliquer les observations expérimentales mentionnées précédemment : les paramètres influents sont seulement le flux de chaleur et la température de saturation car la nucléation serait le mode d'échange dominant

Cependant, comme le remarque Thome [133], si ces modèles montrent un accord avec les expériences, ce n'est probablement que par chance. Les visualisations des écoulements en micro-canaux montrent un très faible nombre de sites de nucléation en entrée du canal ; ces sites permettent la formation de bulles confinées qui grandissent ensuite le long du canal. Jacobi et Thome [71] proposent d'expliquer les observations de Zhao *et al.* et Bao *et al.* à l'aide d'un modèle analytique d'évaporation du film liquide séparant la paroi solide du bouchon de vapeur. En 2004, Thome *et al.* [134] perfectionnent leur analyse en estimant le transfert de chaleur par évaporation transitoire d'un film liquide à l'aide d'un modèle à trois zones (Figure I.13), qui montre de bons accords avec les expériences disponibles et permet d'expliquer les tendances observées sur les transferts de chaleur [47].

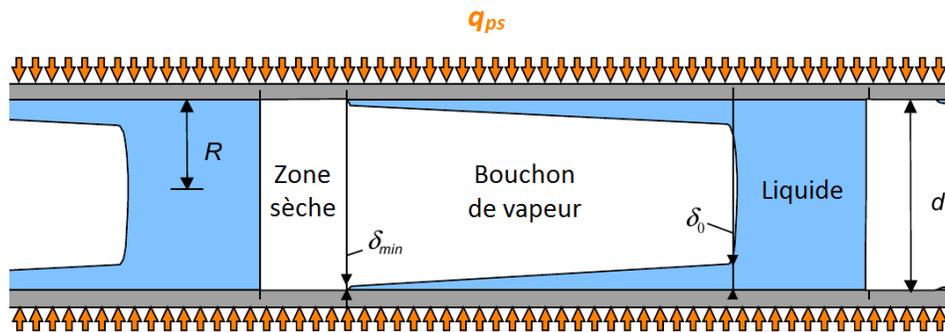


Figure I.13 – Modèle d'évaporation en microcanaux, proposé par Thome *et al.* [134]

4 Conclusion

L'étude bibliographique non-exhaustive que nous avons présentée dans ce chapitre montre que les transferts de chaleur en ébullition sont régis par de nombreux paramètres difficilement prédictibles. Pour des configurations d'écoulements simples tels qu'un écoulement diphasique laminaire en tube lisse, les transferts de chaleurs sensible et latente sont délicats à estimer car ils résultent du concours de diverses contributions (évaporation, convection, nucléation, ...). De plus, le confinement a un effet notoire sur l'ébullition convective car il bouleverse la hiérarchie entre ces mécanismes d'échange de chaleur.

Aucune corrélation n'étant disponible à notre connaissance pour l'ébullition convective en milieu poreux, le renoyage d'un lit de débris est étudié grâce à un modèle dédié qui fut développé en collaboration entre le LEPT-ENSAM, l'IMFT et l'IRSN grâce aux travaux de Petit *et al.* [113], Duval *et al.* [49] et Bachrata *et al.* [6]. Ce modèle macroscopique que nous présentons dans le chapitre suivant estime les pertes de charge ainsi que les transferts de chaleur et de masse pour un écoulement diphasique avec changement de phase en milieu poreux. Les échanges de chaleur sont évalués à l'aide d'un modèle à non-équilibre thermique local prenant en compte les contributions de la conduction, de l'advection et de l'évaporation (équilibre thermodynamique aux interfaces liquide-gaz). La contribution de l'ébullition est quant à elle évaluée grâce à des corrélations issues de la littérature, avant d'être ajoutée aux flux échangés entre les parois solides et les fluides. Le raisonnement suivi est similaire à celui de Chen [26]. Cependant, le choix des corrélations est complexe car l'ébullition convective en milieu poreux présente de nombreuses particularités :

- Accumulation de vapeur (influence du titre vapeur) ;
- Effets de la sous-saturation ;
- Influence de la taille des particules ;
- Influence du confinement : configurations d'écoulement assimilables à des micro-et/ou des macrocanaux ;
- Difficulté d'estimation du flux critique : modèles classiques non adaptés aux géométries complexes ;
- Régimes d'écoulement difficilement prédictibles.

Chapitre II

Modélisation du renoyage d'un lit de débris

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps (sections 1 à 5) le modèle développé lors de précédents travaux (Petit *et al.* [113], Duval *et al.* [49] et Bachrata *et al.* [6]) en proposant une reformulation des équations macroscopiques afin de mieux faire apparaître les différentes contributions aux échanges de chaleur à l'échelle du lit de débris, ainsi que leur lien avec la physique à l'échelle locale. Nous proposons ensuite, dans la section 6, une discussion sur les choix de modélisation des transferts de chaleur qui montre la nécessité d'étudier les échanges de chaleur par ébullition convective en milieu poreux à l'échelle du pore. Enfin, les résultats numériques fournis par ce modèle macroscopique sont comparés aux essais réalisés sur l'expérience PRELUDE (Bachrata [5]) dans la section 7.

1 Représentation d un lit de débris

Un lit de débris parcouru par un écoulement diphasique est un système triphasique complexe dont une représentation «milieu poreux» est décrite dans cette section.

1.1 Les différentes échelles d'observation

Les lits de débris issus de l'effondrement des crayons de combustible sont assimilables à des milieux poreux, composés d'une matrice solide et d'un espace poral dans lequel s'écoulent les fluides. La matrice solide de tels milieux est non consolidée car elle est constituée de grains distincts et de natures différentes - principalement des grains de zircon (ZrO₂) et des particules d'oxyde d'uranium (UO₂) libérant une puissance thermique résiduelle. Les phénomènes qui se déroulent dans ces milieux dépendent de la géométrie à l'échelle du pore. Les écoulements diphasiques et les transferts de chaleur peuvent être parfaitement décrits par les équations classiques de l'hydrodynamique et de la thermique à l'échelle locale. Mais, en pratique, une telle modélisation est envisageable car la résolution de ces équations sur un grand nombre de pores serait non seulement très lourde mais aussi très complexe en terme de problèmes aux limites. De plus, cela nécessiterait la connaissance parfaite de la géométrie des pores. Il est intéressant de noter que des technologies récentes, telles que la tomographie à rayon X, permettent de connaître avec précision la structure locale de milieux poreux. Des simulations directes sont envisageables pour un certain nombre de pores, des centaines, voire des milliers en fonction de la complexité du phénomène de transport étudié. De même, des modèles de type «réseau de pores» [115] permettent de décrire des écoulements à l'échelle locale sur un plus grand nombre de pores, au prix d'une certaine approximation sur la description de l'écoulement (écoulements de Poiseuille par exemple). Quoi qu'il en soit, les possibilités de modélisation directe du transfert de chaleur avec ébullition sont très limitées, déjà pour des géométries simples.

Le modèle développé à l'IRSN pour simuler les transferts de chaleur et de masse lors du renoyage d'un lit de débris chaud adopte une approche différente : *l'approche continue* [105]. Ce type d'approche cherche à décrire le comportement de l'écoulement à une échelle globale, *l'échelle macroscopique*, qui correspond dans notre cas à l'échelle du réacteur. Pour cela, un milieu poreux présentant de fortes hétérogénéités à *l'échelle microscopique* (assimilée au diamètre moyen des pores ou des particules) est représenté

par un milieu continu équivalent à l'échelle macroscopique, dont les propriétés en chaque point sont des *propriétés effectives locales* du milieu poreux. Ces propriétés effectives, ou coefficients macroscopiques, sont représentatifs de la physique prise en compte à l'échelle du pore.

Une grandeur macroscopique locale fondamentale est utilisée pour décrire la géométrie de l'espace poral : *la porosité*. En tant que grandeur moyenne, la porosité d'un échantillon est, par définition, le rapport entre le volume des pores et le volume total de l'échantillon. Afin de décrire plus précisément le milieu poreux, la porosité ε peut être définie comme une propriété locale du milieu considéré, définie par exemple en chaque point comme la porosité d'un échantillon sphérique élémentaire de volume V et de rayon r (Figure II.1).

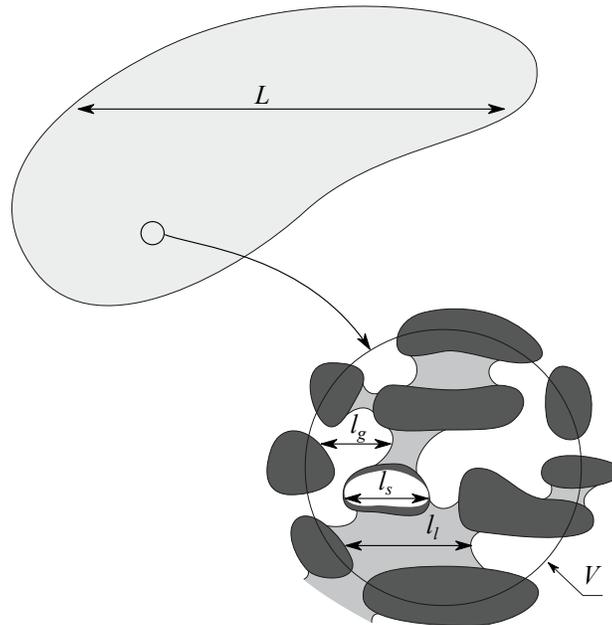


Figure II.1 – Echelles caractéristiques microscopique l et macroscopique L du problème

Considérons par exemple une sphère centrée en un point situé dans la phase solide. Pour un volume infiniment petit, la porosité obtenue est égale à 0 (volume comprenant uniquement du solide = aucune porosité); et pour une sphère de rayon $r \approx L$, la porosité obtenue est la porosité de l'échantillon total et n'est donc plus représentative du point considéré. Pour estimer une propriété macroscopique locale, le volume de prise de moyenne, de taille caractéristique r , doit donc être assez grand devant la longueur caractéristique de l'échelle du pore l pour être représentatif et ne pas présenter de

trop fortes fluctuations microscopiques, mais doit également être assez petit devant la longueur macroscopique L pour conserver son aspect local. Cette contrainte, appelée *contrainte de séparation des échelles*, est formulée par Bear [9] en 1972 comme suit :

$$l \ll r \ll L \quad \text{avec} \quad (l_t, l_g, l_s) \approx l \quad (\text{II.1})$$

Un volume sphérique satisfaisant une telle contrainte est appelé *Volume Élémentaire Représentatif* (VER). Toutefois, d'autres géométries sont possibles pour le VER : il est par exemple préférable de considérer un parallélépipède pour l'étude de matériaux composites formés de couches successives.

Pour réaliser le changement d'échelle et établir un modèle décrivant des phénomènes de transport à l'échelle macroscopique, une méthode consiste à intégrer, sur ce VER, les équations de transport classiques à l'échelle locale. Cette méthode, appelée *méthode de prise de moyenne volumique*, est utilisée par Petit [112] et Duval [48] pour établir le modèle macroscopique à non-équilibre thermique local décrivant les transferts de chaleur et de masse dans un milieu poreux parcouru par un écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur.

1.2 Hypothèses sur la structure du lit de débris

Supposons tout d'abord, pour l'établissement de ce modèle, que le milieu poreux peut être considéré *homogène* à l'échelle macroscopique, ce qui signifie que les propriétés moyennes de ce milieu ne présentent pas d'hétérogénéités locales. Ainsi, les propriétés

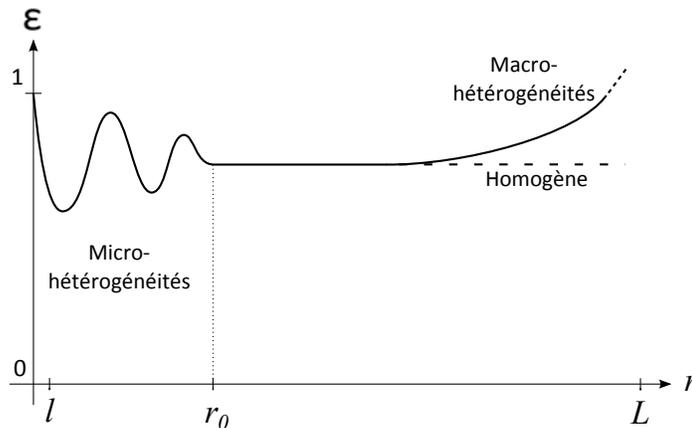


Figure II.2 – Influence de la taille du VER sur le calcul de la porosité

macroscopiques de la structure poreuse ne dépendent pas du point considéré. En reprenant l'exemple de la porosité définie précédemment, il est possible de visualiser l'effet de macrohétérogénéités en fonction de l'échelle d'observation sur la Figure II.2. L'hypothèse d'homogénéité macroscopique revient donc à supposer qu'il existe un VER de taille caractéristique r_0 tel que les propriétés de la matrice solide, moyennées sur ce volume, ne varient pas spatialement. En d'autres termes, seules les échelles microscopique, de taille caractéristique l , et macroscopique, de taille caractéristique L , sont considérées.

Dans la suite du développement de ce modèle, la matrice solide du milieu poreux est considérée *consolidée* (ou rigide), *indéformable* et *imperméable*. Cela se traduit, pour les tailles de pore considérées dans nos applications, par une condition de non-glissement aux interfaces fluide-solide, qui consiste à imposer une vitesse nulle sur ces interfaces. L'hypothèse de rigidité implique aussi que les mouvements éventuels de particules, et donc les phénomènes de fluidisation du lit de débris, ne sont pas pris en considération.

Cependant, Naik et Dhir [109] ont étudié expérimentalement le renouage de couches poreuses formées de particules sphériques d'acier chauffées par induction et ont observé que des canaux de vapeur peuvent se former dans les lits de particules de diamètre inférieur à 1,6 mm. Cela indique non seulement que des mouvements de débris sont possibles mais également qu'ils peuvent former d'importantes macrohétérogénéités du milieu. Une autre source d'hétérogénéité à grande échelle est la diversité de tailles de débris et leur répartition.

1.3 Définitions de propriétés macroscopiques

Pour la description d'écoulements diphasiques en milieu poreux, il est nécessaire de définir des propriétés macroscopiques fondamentales : les fractions volumiques et les saturations. Dans un VER, la fraction volumique ε_β de la phase β ($\beta = g, l, s$ pour gaz, liquide, solide) est le rapport entre le volume V_β occupé par la phase β et le volume total du VER V :

$$\varepsilon_\beta = \frac{V_\beta}{V}, \text{ ce qui implique : } \begin{cases} \varepsilon_g + \varepsilon_l + \varepsilon_s = 1 \\ \varepsilon_s = 1 - \varepsilon \\ \varepsilon_g + \varepsilon_l = \varepsilon \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

La saturation S indique par défaut la saturation en liquide S_l , définie comme étant la fraction de la phase liquide dans l'espace poral, c'est-à-dire dans le volume $V_p = V_l + V_g$:

$$S = S_l = \frac{V_l}{V_p}, \text{ ce qui implique : } \begin{cases} S_g + S_l = 1 \\ \varepsilon_l = \varepsilon S_l \\ \varepsilon_g = \varepsilon S_g \end{cases} \quad (11.3)$$

De manière générale, pour une grandeur «microscopique» quelconque ψ_β associée à la phase β , la grandeur macroscopique correspondante peut être définie sur le volume élémentaire représentatif V par :

$$\begin{array}{ll} \text{La moyenne superficielle } \psi_\beta : & \text{La moyenne intrinsèque } \psi_\beta^\beta : \\ \psi_\beta = \frac{1}{V} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV & \psi_\beta^\beta = \frac{1}{V_\beta} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV \end{array} \quad (11.4)$$

Les moyennes intrinsèque et superficielle sont donc reliées par une relation simple :

$$\psi_\beta = \varepsilon_\beta \psi_\beta^\beta \quad (11.5)$$

Prenons l'exemple de l'indicatrice de phase γ_β , grandeur microscopique valant 1 dans la phase β et 0 ailleurs. La moyenne de cette grandeur sur le VER n'est donc autre que la fraction volumique de la phase β . Ainsi, on peut écrire :

$$\varepsilon_\beta = \gamma_\beta \quad \text{et} \quad S_\beta = \frac{\gamma_\beta}{\varepsilon} \quad (11.6)$$

L'écriture de la fraction volumique et de la saturation comme des valeurs moyennes montre bien leur caractère macroscopique.

2 Découplage des problèmes hydrodynamique et thermique

Le modèle macroscopique utilisé actuellement pour simuler le renoyage d'un lit de débris est basé sur l'hypothèse de *quasistaticité*, qui consiste à négliger les effets induits par les mouvements rapides des interfaces gaz-liquide dans le changement d'échelle. De plus, les propriétés physiques nécessaires à la modélisation de l'écoulement diphasique, la densité et la viscosité, sont supposées être indépendantes de la température à l'échelle du VER, même si elles sont considérées variables à l'échelle macroscopique. Dans le cadre de ces hypothèses, il est donc possible de découpler les problèmes de dynamique des fluides et de transfert de chaleur et de masse. Les vitesses des phases fluides peuvent ainsi être déterminées grâce à des équations macroscopiques de conservation de la quantité de mouvement (section 3) et être supposées connues pour la résolution des équations macroscopiques de conservations de la masse et de l'énergie (section 4).

L'hypothèse de quasi-staticité paraît drastique dans notre cas d'étude où les phénomènes d'ébullition intense engendrent des mouvements d'interfaces gaz-liquide nombreux et rapides. Cependant, pour de nombreux problèmes présentant des mouvements d'interfaces dynamiques (pour la récupération d'hydrocarbures par exemple), la loi de Darcy généralisée fournit des résultats en bon accord avec les données expérimentales, ce qui suggère que l'impact des mouvements locaux des interfaces sur la description macroscopique de l'écoulement est faible. Il est possible d'expliquer ce bon rapprochement entre théorie et expérience grâce à l'hypothèse d'*ergodicité*. Selon cette hypothèse, calculer la valeur moyenne spatiale d'une variable microscopique sur un VER contenant un grand nombre d'interfaces gaz-liquide revient à calculer une moyenne temporelle de cette variable sur un grand nombre de mesures locales. Or il n'est pas déraisonnable de considérer que les variations d'une variable locale occasionnées par les nombreux mouvements d'interfaces se compensent sur une période significative, ce qui revient à considérer, pour un système ergodique, des interfaces statiques dans le problème de changement d'échelle. Avec l'hypothèse d'ergodicité, une description quasi-statique fournie par la méthode de prise de moyenne volumique sur un VER contenant un nombre important d'interfaces gaz-liquide peut donc être représentative du comportement macroscopique d'un écoulement diphasique où les interfaces n'évoluent pas de manière quasi-statique.

Des modèles dynamiques, suggérés par Quintard et Whitaker [117] ainsi que par Hassanizadeh et Gray [66], sont susceptibles d'être plus représentatifs des situations qui nous intéressent, mais leur développement et mise en œuvre sont loin d'être achevés. Ils ne sont toujours pas utilisés à ce jour pour l'ébullition.

Dans cette section, diverses hypothèses sont formulées pour l'établissement des modèles macroscopiques décrivant l'hydrodynamique et la thermique au cours du renoyage d'un lit de débris. Ces hypothèses, rassemblées à la fin de ce chapitre sous la forme d'un tableau récapitulatif, sont de deux natures différentes qu'il convient de distinguer dès maintenant :

- Les *hypothèses physiques*, telles que les hypothèses sur les propriétés physiques des fluides, reviennent à simplifier le problème à l'échelle locale.
- Les *approximations lors du changement d'échelle*, telles que les hypothèses de quasi-staticité ou d'ergodicité, consistent à simplifier la description du problème à l'échelle macroscopique.

3 Conservation de la quantité de mouvement

Les premières études analytiques et expérimentales du refroidissement d'un lit de débris eurent lieu dans les années 1970. Elles se concentrent sur la détermination de la puissance volumique maximale qu'il est possible d'extraire du lit sans assèchement local, c'est-à-dire tant que le liquide reste la phase mouillante. Cette puissance est désignée par le terme de *ux critique*, par analogie avec le terme employé par Nukiyama [111] pour désigner le flux de chaleur auquel se produit la crise d'ébullition. La phénoménologie est cependant quelque peu différente : un assèchement local peut correspondre à la formation d'un film de vapeur autour des éléments chauffants suite à la crise d'ébullition (*Burnout*) ou simplement par évaporation totale du film liquide mouillant la phase solide (*Dryout*). Dans les deux cas, la vapeur devient la phase mouillante.

Néanmoins, ces descriptions à l'échelle du lit de débris n'expliquent pas l'existence de régions mono- et diphasiques distinctes observées lors des expériences de Lee et Nilson en 1977 [88]. Sur la base de ces travaux, Lipinski propose en 1984 un modèle 1D [98] dont les résultats montrent un bon accord avec les expériences menées par Naik et Dhir [109]. Dans ce modèle, l'écoulement diphasique en milieu poreux est simulé grâce à

une extension diphasique de la loi de Darcy monophasique [37]. Cette extension intuitive, dont les premières formes furent proposées par Richards en 1931 [124] puis par Muskat en 1937 [108], consiste à écrire une loi de conservation de la quantité de mouvement pour chacune des phases fluides :

$$p_l^l = \rho_l^l \mathbf{g} - \frac{\mu_l}{K k_{rl}} \mathbf{v}_l \quad (II.7)$$

$$p_g^g = \rho_g^g \mathbf{g} - \frac{\mu_g}{K k_{rg}} \mathbf{v}_g \quad (II.8)$$

Les grandeurs p_β , ρ_β et \mathbf{v}_β représentent respectivement la pression, la masse volumique et la vitesse macroscopiques superficielles de la phase β ($\beta=g,l$ pour gaz et liquide). La perméabilité K est une propriété caractéristique de la structure poreuse, alors que les perméabilités relatives aux deux phases fluides k_{rg} et k_{rl} sont caractéristiques de l'écoulement diphasique.

Lipinski utilise cette formulation dans les codes de sûreté nucléaire, avec l'ajout d'un terme de type Forchheimer proposé par Lee et Nilson [88] afin de prendre en compte les effets d'inertie :

$$p_l^l = \rho_l^l \mathbf{g} - \frac{\mu_l}{K k_{rl}} \mathbf{v}_l - \frac{\rho_l}{\eta \eta_{rl}} \mathbf{v}_l \mathbf{v}_l \quad (II.9)$$

$$p_g^g = \rho_g^g \mathbf{g} - \frac{\mu_g}{K k_{rg}} \mathbf{v}_g - \frac{\rho_g}{\eta \eta_{rg}} \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g \quad (II.10)$$

où la passabilité η est également une grandeur propre au lit de débris ; les termes η_{rg} et η_{rl} sont les passabilités relatives aux phases gaz et liquide.

Des modifications ont été apportées par plusieurs auteurs afin de prendre en compte des effets supplémentaires. Fichot *et al.* [51] proposent une vue d'ensemble des modèles développés pour la sûreté nucléaire au cours des quarante dernières années et présentent les controverses existantes sur la forme de ce bilan de quantité de mouvement. La description macroscopique des écoulements diphasiques a également été étudiée à partir de techniques de changement d'échelle. Whitaker [147], Auriault [4] et Lasseux [86] proposent des analyses détaillées de ces méthodes dans le cadre de l'hypothèse de quasi-staticité. Le modèle d'écoulement diphasique implémenté dans le code de calcul ICARE/CATHARE à l'IRSN n'est en revanche pas dérivé des équations de transport locales car les problèmes de fermeture des équations macroscopiques sont d'une grande complexité et n'ont été

résolus que pour des configurations très simples [118]. Aussi les équations de conservation de la quantité de mouvement (II.11) et (II.12) s'appuient-elles sur la formulation utilisée par Lipinski, en rajoutant des termes d'accumulation et d'advection.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_l^l \mathbf{v}_l) + (\varepsilon_l \rho_l \mathbf{v}_l^l \cdot \mathbf{v}_l^l) \\ = -\varepsilon_l p_l^l + \varepsilon_l \rho_l^l \mathbf{g} - \frac{\varepsilon_l \mu_l}{K k_{rl}} \mathbf{v}_l - \frac{\varepsilon_l \rho_l^l}{\eta \eta_{rl}} \mathbf{v}_l \mathbf{v}_l \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g^g \mathbf{v}_g) + (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g^g \cdot \mathbf{v}_g^g) \\ = -\varepsilon_g p_g^g + \varepsilon_g \rho_g^g \mathbf{g} - \frac{\varepsilon_g \mu_g}{K k_{rg}} \mathbf{v}_g - \frac{\varepsilon_g \rho_g^g}{\eta \eta_{rg}} \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Cette approche heuristique a l'avantage de fournir un modèle fermé. Mais la principale difficulté associée aux modèles développés à l'aide d'une telle démarche est la détermination des coefficients macroscopiques qui traduisent la physique à l'échelle du pore. En effet, le lien entre la description macroscopique et les phénomènes microscopiques n'est pas clair car les propriétés effectives du modèle sont estimées à l'aide de corrélations issues de la littérature. Pour un lit uniforme de particules de taille caractéristique d_p , de porosité ε , la perméabilité K et la passabilité η intrinsèques sont estimées respectivement grâce à la relation de Carman-Kozeny [22] et à la loi d'Ergun [50] :

$$K = \frac{d_p^2 \varepsilon^3}{180 (1 - \varepsilon)^2} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{d_p \varepsilon^3}{1.75 (1 - \varepsilon)} \quad (\text{II.13})$$

Les perméabilités et passabilités relatives, $k_{r\beta}$ et $\eta_{r\beta}$, sont quant à elles obtenues grâce aux relations établies par Brooks et Corey [19], présentées dans l'équation (II.14).

$$k_{r\beta} = \eta_{r\beta} = S_\beta^3 \quad (\text{II.14})$$

L'égalité des perméabilités et passabilités relatives est discutée en détail par Fourar et Lenormand [55]. Des travaux expérimentaux sur la perte de charge induite par le renoyage d'un lit de débris sont actuellement en cours à l'IRSN, notamment en vue de caractériser les perméabilités et passabilités relatives.

La pression capillaire est aussi introduite dans le modèle pour prendre en compte les effets de la différence de pression entre la phase mouillante et la phase non-mouillante,

selon une formulation proposée par Ergun [50], prenant en compte l'angle de contact liquide-solide θ :

$$p_c = p_g - p_l = \sigma \cos \theta \sqrt{\frac{\varepsilon}{K}} J(S_l) \quad (\text{II.15})$$

où J est la fonction de Leverett. Petit [112] propose une revue des corrélations disponibles pour calculer J en fonction de la saturation $S = S_l$. La corrélation retenue pour ce modèle est celle proposée par Turland et Moore [139] :

$$J(S) = \begin{cases} 1,5 - 9,2 S + \frac{88}{3} S^2 - \frac{880}{27} S^3 & \text{pour } 0 < S < 0,3 \\ 0,62 - 0,4 S & \text{pour } 0,3 \leq S < 0,8 \\ 14,7 - 53,2 S + 66 S^2 - \frac{55}{2} S^3 & \text{pour } 0,8 \leq S < 1 \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

Notons que ces corrélations sont issues de mesures expérimentales obtenues pour des écoulements diphasiques classiques, sans prendre en compte la spécificité de répartition des phases induite par l'ébullition au sein du milieu.

4 Transferts de masse et de chaleur

Les modèles établis pour décrire les transferts de masse et de chaleur dans les milieux poreux parcourus par un écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur sont nombreux et divers. La question de l'équilibre thermique local constitue l'une des principales divergences entre ces modèles. Les modèles à une température s'appuient généralement sur l'hypothèse que les températures macroscopiques des phases gaz, liquide et solide estimées sur un VER sont très proches, si bien qu'une seule température macroscopique est considérée - et donc une seule équation macroscopique est établie. Cela revient à considérer que la température au sein du VER est uniforme. Or Fichot *et al.* [51] soulignent le fait que l'inertie thermique des particules constitutives du lit de débris, les échanges de chaleur convectifs, les différences entre les propriétés thermiques des phases ainsi que l'importance du flux de chaleur résiduel (dégagé par décroissance radioactive) génèrent des différences non négligeables de températures locales entre les trois phases. Les processus de transport à l'échelle macroscopique rencontrés durant un renoyage ne peuvent donc pas être décrits proprement par des modèles à une équation.

Des modèles incluant les effets de non-équilibre thermique local ont donc été proposés, comme le modèle heuristique à trois températures de Berthoud et Valette [13]. Un modèle à trois équations a été développé théoriquement, en s'appuyant sur une méthode de prise de moyenne, par Petit *et al.* [113] en 1999. Dans ce modèle à non-équilibre thermique local, trois températures macroscopiques (T_l , T_g et T_s) sont associées à un même point du milieu continu effectif.

Cependant, bien qu'il prenne en compte un déséquilibre thermique pouvant apparaître localement, le modèle de Petit *et al.* [113] ne considère pas le changement de phase. Duval *et al.* [49] ont donc établi les équations de conservation macroscopiques décrivant le problème avec une prise en compte de l'évaporation ainsi que les problèmes de fermeture locaux qui permettent d'évaluer les propriétés effectives du modèle. Dans cette section, nous présentons la démarche suivie pour l'établissement de ces équations, et en particulier les approximations utilisées.

4.1 Hypothèses de modélisation à l'échelle locale

Afin de fournir une représentation continue du lit de débris, des hypothèses sur la structure du milieu poreux considéré ont été formulées. De même, des hypothèses sur les propriétés des fluides ont été émises afin de justifier la séparation des problèmes thermique et dynamique. Toutefois, d'autres hypothèses de travail sont nécessaires à l'établissement du jeu d'équations décrivant les transferts de masse et de chaleur. L'ensemble de ces hypothèses ont comme but commun de simplifier la physique à l'échelle du pore :

Hypothèses sur la constitution du milieu triphasique multicomposant :

- Matrice solide consolidée, imperméable, indéformable
- Phase gazeuse uniquement constituée de vapeur (pas d'incondensables)

Hypothèses sur les propriétés physiques des fluides :

- Fluides newtoniens
- Propriétés physiques constantes au sein du VER

Hypothèses sur les échanges thermiques locaux :

- Aucun transfert radiatif
- Equilibre thermodynamique à l'interface gaz-liquide

Il est important de souligner que l'une des hypothèses les plus drastiques, l'équilibre thermique local, très fréquemment utilisée pour les modèles d'écoulement diphasique en milieu poreux avec changement de phase, a été abandonnée : le modèle présenté est un modèle macroscopique à *non-équilibre thermique local*.

4.2 Conservation de la masse

4.2.1 Problème à l'échelle locale

Les équations de conservation de la masse à l'échelle locale dans les phases fluides sont les équations classiques de continuité :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = 0 \quad \text{dans la phase } l \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad \text{dans la phase } g \quad (\text{II.18})$$

Ces équations sont accompagnées des conditions de non-glissement au niveau des interfaces avec le solide A_{ls} et A_{gs} et d'un bilan massique aux bornes de l'interface gaz-liquide A_{lg} :

$$\mathbf{v}_l = 0 \quad \text{sur } A_{ls} \quad (\text{II.19})$$

$$\mathbf{v}_g = 0 \quad \text{sur } A_{gs} \quad (\text{II.20})$$

$$\mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w}) = \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) \quad \text{sur } A_{lg} \quad (\text{II.21})$$

où \mathbf{w} est la vitesse de l'interface liquide-vapeur.

Les conditions aux limites (II.19) et (II.20) sont la conséquence directe de l'hypothèse d'une matrice solide imperméable (section 4.1). En effet, l'hypothèse traditionnelle de non-glissement imposant une vitesse tangentielle nulle à la paroi n'est valable qu'en absence de transfert de masse à l'interface solide-fluide.

4.2.2 Prise de moyenne volumique des équations de continuité

La méthode de prise de moyenne volumique [148] est une technique utilisée afin d'établir des équations continues pour des systèmes multiphasiques. A partir d'équations à l'échelle microscopique valables uniquement dans une phase du système, cette méthode permet de dériver des équations macroscopiques valables en chaque point du milieu, c'est-à-dire d'effectuer le changement d'échelle à partir du problème aux limites local.

Les équations locales relatives à la conservation de la masse pour un écoulement diphasique en milieu poreux avec changement de phase, exprimées précédemment, peuvent être moyennées grâce au théorème de transport de Reynolds et au théorème de moyenne

spatiale qui permettent d'exprimer respectivement la moyenne d'une dérivée partielle en temps et d'une dérivée partielle spatiale. Afin d'exposer ce processus, nous présentons de manière détaillée la prise de moyenne volumique de l'équation de continuité seulement pour la phase liquide, la démarche étant similaire pour la phase gazeuse.

La prise de moyenne volumique de la conservation locale de la masse liquide (II.17) permet d'écrire l'équation de transport macroscopique, valable en chaque point du milieu continu :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = 0 \quad (\text{II.22})$$

La matrice solide est supposée consolidée et indéformable, si bien que les interfaces A_{ls} et A_{gs} sont fixes. La moyenne du terme d'accumulation peut donc être explicitée, grâce au théorème du transport de Reynolds, sous la forme :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_l \rho_l^l) - \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l \mathbf{w} dA \quad (\text{II.23})$$

Le développement du terme advectif moyen est obtenu avec le théorème de moyenne spatiale :

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = \nabla \cdot \rho_l \mathbf{v}_l + \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l \mathbf{v}_l dA + \frac{1}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \rho_l \mathbf{v}_l dA \quad (\text{II.24})$$

Cependant, la condition de non-glissement à l'interface A_{ls} (II.19) implique que l'intégrale de la vitesse \mathbf{v}_l sur cette interface est nulle, donc :

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = \nabla \cdot \rho_l \mathbf{v}_l + \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l \mathbf{v}_l dA \quad (\text{II.25})$$

Une des hypothèses effectuées dans la section 4.1 stipule que les propriétés physiques des fluides ne varient pas significativement dans le VER. Il est donc possible d'assimiler la densité ρ_l à sa moyenne intrinsèque ρ_l^l . Ainsi, l'équation de conservation de la masse de la phase liquide s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_l \rho_l \mathbf{v}_l^l) = -\dot{m} \quad (\text{II.26})$$

où \dot{m} est le taux massique d'évaporation défini par :

$$\begin{aligned}\dot{m} &= \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) dA \\ &= -\frac{1}{V} \int_{A_{gl}} \mathbf{n}_{gl} \cdot \rho_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w}) dA\end{aligned}\quad (II.27)$$

Bien que l'hypothèse d'homogénéité de la densité au sein du VER semble tout à fait réaliste dans le cas du liquide qui est classiquement considéré incompressible, cette étape de simplification n'est pas évidente dans le cas d'un gaz. Cependant, Duval [48] démontre qu'en évaluant la compressibilité d'un gaz de manière classique [119], la densité locale peut être estimée en fonction seulement de la pression macroscopique locale. En d'autres termes, il montre qu'il est raisonnable de considérer la densité du gaz constante sur le VER. L'équation de continuité relative à la phase vapeur est donc obtenue de la même manière :

$$\frac{\partial \varepsilon_g \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g) = \dot{m} \quad (II.28)$$

4.3 Conservation de l'énergie

Le changement d'échelle pour les équations décrivant les transferts de chaleur dans le cadre du non-équilibre thermique local est un processus long et fastidieux. Le lecteur peut se référer aux travaux de Duval [48] où l'ensemble de la démarche est décrit très précisément. La description macroscopique obtenue avec la méthode de prise de moyenne volumique conserve un lien avec la physique à l'échelle du pore grâce à des problèmes aux limites locaux, appelés *problèmes de fermeture*, dont la résolution permet d'estimer les propriétés effectives du modèle. Le raisonnement suivi pour établir d'une part la forme fermée des équations macroscopiques (c'est-à-dire ne faisant intervenir que des grandeurs moyennes) et d'autre part les problèmes de fermeture associés est présenté sous forme schématique dans la Figure II.3. Dans notre présentation nous n'exposons que les principales étapes du développement du modèle, numérotées de ① à ⑥ sur le diagramme p. 60. Dans ce diagramme, sont aussi indiqués les types de variables impliqués dans les équations (local ψ , macroscopique Ψ ou déviation $\tilde{\psi}$).

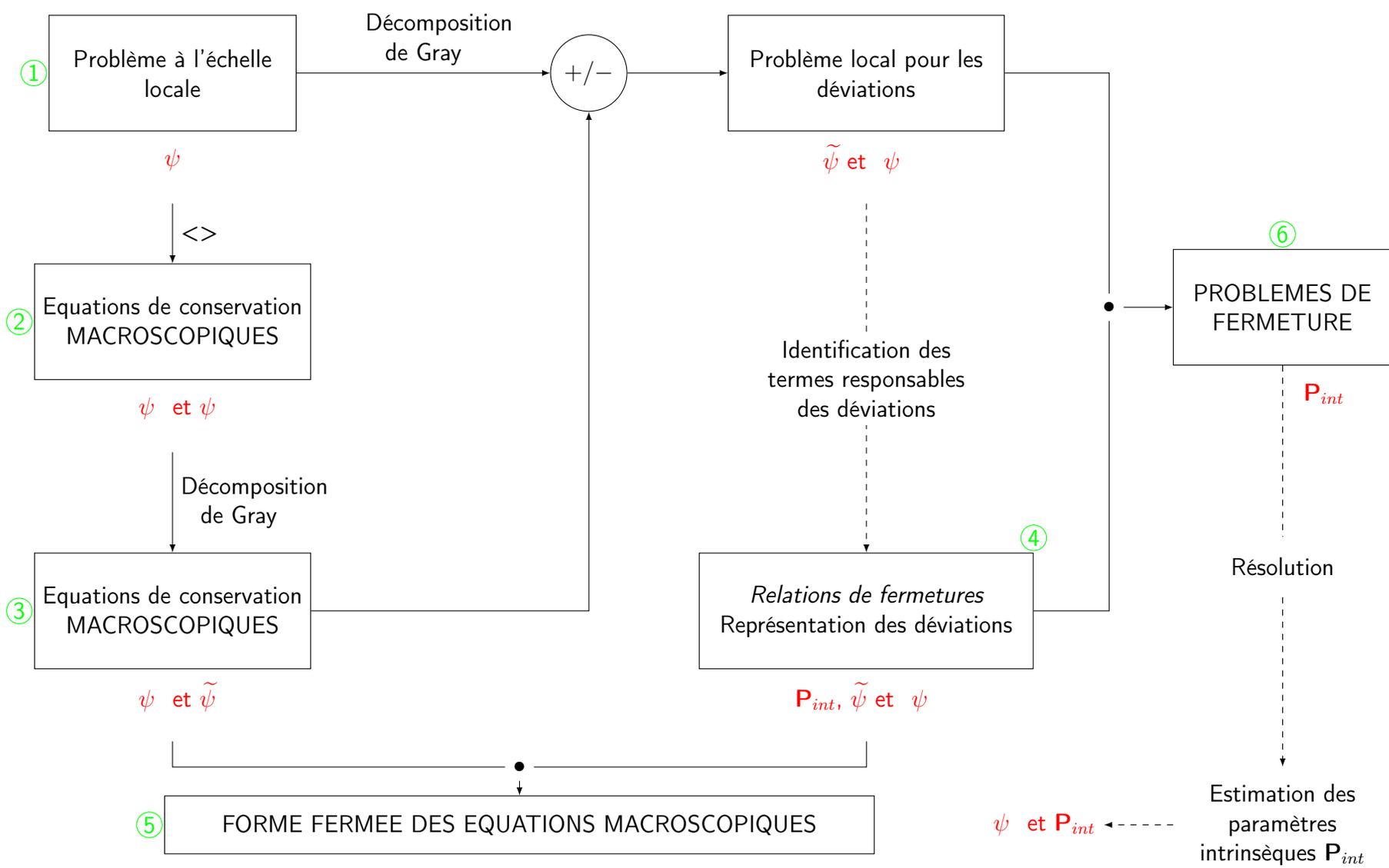


Figure II.3 – Etapes du changement d'échelle d'un problème aux limites local

4.3.1 Problème à l'échelle locale

Les transferts radiatifs étant négligés, la conservation de l'énergie à l'échelle locale prend la forme d'équations d'advection-diffusion classiques (avec un terme source pour la phase solide ϖ_s), écrites ici sous forme enthalpique ① :

$$\frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l h_l \mathbf{v}_l) = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla T_l) \quad \text{dans la phase } l \quad (\text{II.29})$$

$$\frac{\partial \rho_g h_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g h_g \mathbf{v}_g) = \nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) \quad \text{dans la phase } g \quad (\text{II.30})$$

$$\frac{\partial \rho_s h_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s \nabla T_s) + \varpi_s \quad \text{dans la phase } s \quad (\text{II.31})$$

Les continuités de la température et des flux de conduction fournissent les conditions aux limites pour le problème de transfert thermique au niveau des interfaces entre les fluides et le solide (Equations (II.32)–(II.35)). L'hypothèse d'équilibre thermodynamique sur l'interface liquide-gaz, énoncée dans la section 4.1, implique une continuité de la température sur A_{lg} (Eq. (II.36)). Afin de prendre en compte le changement de phase, un bilan enthalpique est réalisé sur cette interface (II.37).

$$T_l = T_s \quad \text{sur } A_{ls} \quad (\text{II.32})$$

$$\mathbf{n}_{ls} \cdot (-\lambda_l \nabla T_l) = \mathbf{n}_{ls} \cdot (-\lambda_s \nabla T_s) \quad \text{sur } A_{ls} \quad (\text{II.33})$$

$$T_g = T_s \quad \text{sur } A_{gs} \quad (\text{II.34})$$

$$\mathbf{n}_{gs} \cdot (-\lambda_g \nabla T_g) = \mathbf{n}_{gs} \cdot (-\lambda_s \nabla T_s) \quad \text{sur } A_{gs} \quad (\text{II.35})$$

$$T_l = T_g = T_{sat} \quad \text{sur } A_{lg} \quad (\text{II.36})$$

$$\mathbf{n}_{lg} \cdot (-\lambda_l \nabla T_l + \rho_l h_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w})) = \mathbf{n}_{lg} \cdot (-\lambda_g \nabla T_g + \rho_g h_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w})) \quad \text{sur } A_{lg} \quad (\text{II.37})$$

Grâce au bilan de masse (II.21) et à l'hypothèse (II.36), le bilan enthalpique (II.37) à l'interface entre les deux fluides peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) \Delta h_{lg} = \mathbf{n}_{lg} \cdot (\lambda_g \nabla T_g - \lambda_l \nabla T_l) \quad \text{sur } A_{lg} \quad (\text{II.38})$$

où $\Delta h_{lg} (= h_g^{sat} - h_l^{sat})$ est la chaleur latente de vaporisation du fluide. Ainsi écrit, la condition de saut (II.38) met en avant un terme source hétérogène ($\mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) \Delta h_{lg}$) relatif à la vitesse d'évaporation du liquide.

4.3.2 Formes macroscopiques des équations de conservation de l'énergie

Les équations de transport étant similaires, seules les équations relatives à la phase liquide sont présentées dans la suite. La prise de moyenne volumique de l'équation locale de conservation de l'énergie dans la phase liquide s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l h_l \mathbf{v}_l) = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla T_l) \quad (11.39)$$

Une forme développée de cette équation est obtenue grâce à l'utilisation de la décomposition spatiale (11.46) pour l'enthalpie et la vitesse, qui consiste à décrire une variable locale comme la somme de sa valeur moyenne intrinsèque et d'une *déviaton spatiale* $\tilde{\bullet}$:

$$h_l = h_l^l + \tilde{h}_l \quad (11.40)$$

$$\mathbf{v}_l = \mathbf{v}_l^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \quad (11.41)$$

Afin d'obtenir les équations macroscopiques en température, et en supposant la température de saturation T_{sat} et les chaleurs spécifiques $C_{p\beta}$ constantes dans le VER, les relations suivantes sont établies :

$$h_g = h_g^{sat} + C_{pg}(T_g - T_{sat}) \quad h_g^g = h_g^{sat} + C_{pg}(T_g^g - T_{sat}) \quad (11.42)$$

$$h_l = h_l^{sat} + C_{pl}(T_l - T_{sat}) \quad h_l^l = h_l^{sat} + C_{pl}(T_l^l - T_{sat}) \quad (11.43)$$

$$h_s = h_s^\circ + C_{ps}(T_s - T_s^\circ) \quad h_s^s = h_s^\circ + C_{ps}(T_s^s - T_s^\circ) \quad (11.44)$$

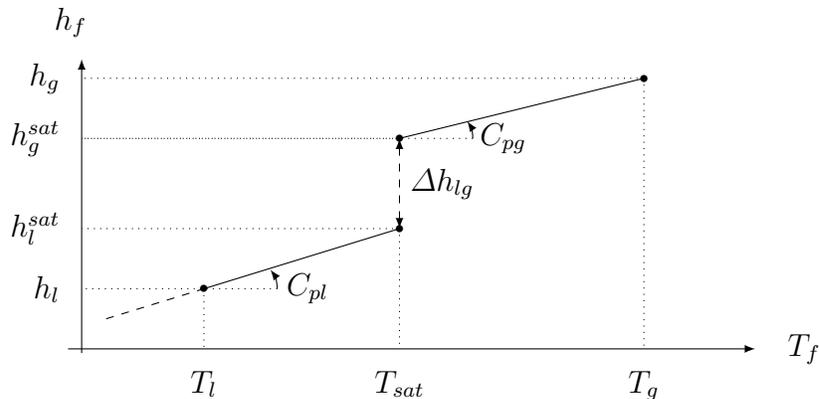


Figure II.4 – Représentation enthalpique VS Température d'un fluide f

Ainsi, l'équation de transport macroscopique relative à la phase liquide peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\varepsilon_l (\rho C_p)_l \left(\frac{\partial T_l^l}{\partial t} + \mathbf{v}_l^l \cdot \nabla T_l^l \right)}_{\text{Accumulation + Advection}} + \underbrace{\nabla \cdot \left((\rho C_p)_l \tilde{T}_l \tilde{\mathbf{v}}_l \right)}_{\text{Dispersion} \approx 0} \\
 &= \underbrace{\nabla \cdot \left[\varepsilon_l \lambda_l \nabla T_l^l + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \tilde{T}_l dA + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \tilde{T}_l dA \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \left(\nabla T_l^l + \nabla \tilde{T}_l \right) dA}_{\phi_{ls}} \\
 &+ \underbrace{\frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \left(-\rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) C_{pl} \tilde{T}_l + \lambda_l \left(\nabla T_l^l + \nabla \tilde{T}_l \right) \right) dA}_{=\phi_{lg}^*} \quad \textcircled{3} \quad (II.45)
 \end{aligned}$$

Duval *et al.* [49] montrent grâce à des expériences numériques que le terme de dispersion peut être négligé devant les autres termes de transport. Dans l'équation (II.45), nous identifions le flux total échangé entre les phases liquide et gazeuse ϕ_{lg}^* , ainsi que celui échangé entre le liquide et le solide ϕ_{ls} .

En introduisant la décomposition de Gray (II.46) avec l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (II.36), la déviation locale en température liquide \tilde{T}_l peut s'exprimer ainsi :

$$\tilde{T}_l = T_{sat} - T_l^l \quad \text{sur } A_{lg} \quad (II.46)$$

Cela permet de décomposer le flux ϕ_{lg}^* en deux contributions, le changement de phase et le transport interfacial ϕ_{lg} :

$$\begin{aligned}
 \phi_{lg}^* &= \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \left(-\rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) C_{pl} \tilde{T}_l + \lambda_l \left(\nabla T_l^l + \nabla \tilde{T}_l \right) \right) dA \\
 &= \underbrace{-\dot{m} C_{pl} (T_{sat} - T_l^l)}_{\text{Changement de phase}} + \underbrace{\frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \left(\nabla T_l^l + \nabla \tilde{T}_l \right) dA}_{\phi_{lg}} \quad (II.47)
 \end{aligned}$$

En accord avec les commentaires de Bousquet-Melou *et al.* [15], les termes faisant intervenir des gradients de température macroscopiques au niveau des interfaces A_{lg} et A_{ls} , participant au transport interfacial, sont également négligeables du fait de leur

faible impact sur les transferts de chaleur macroscopiques. Le terme en T_l^l est donc négligé dans l'équation (II.47) et cette même approximation permet de simplifier le flux échangé par diffusion au niveau de l'interface liquide-solide :

$$\phi_{lg} \approx \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \tilde{T}_l dA \quad (II.48)$$

$$\phi_{ls} \approx \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \tilde{T}_l dA \quad (II.49)$$

Les définitions des flux décrivant les transports interfaciaux dans les équations macroscopiques pour les trois phases, ainsi que les bilans de masse et d'enthalpie à l'interface liquide-vapeur (Equations (II.21) et (II.37)) permettent d'établir les relations suivantes et notamment d'expliciter le taux d'évaporation \dot{m} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{lg} + \phi_{gl} = -\dot{m} \Delta h_{lg} \\ \phi_{lg}^* + \phi_{gl}^* = -\dot{m} (C_{pl}(T_{sat} - T_l^l) + \Delta h_{lg} + C_{pg}(T_g^g - T_{sat})) \\ \phi_{ls} + \phi_{sl} = 0 \\ \phi_{gs} + \phi_{sg} = 0 \end{array} \right. \quad (II.50)$$

4.3.3 Fermeture des équations macroscopiques

L'équation macroscopique (II.45) constitue un *problème mixte* car elle implique non seulement la température macroscopique T_l^l mais aussi ses fluctuations microscopiques \tilde{T}_l . Résoudre cette équation en l'état est impossible, il est donc nécessaire d'expliciter les déviations en fonction des valeurs moyennes afin de construire un modèle macroscopique *fermé* où seules les grandeurs moyennées sont impliquées, constituant une approximation du problème mixte. Dans ce but, le *problème local pour les déviations* est obtenu en introduisant la décomposition de Gray (II.46) dans l'équation locale de transport (II.29) puis en soustrayant l'équation macroscopique (II.45) au résultat.

Dans le cadre d'une *théorie quasi-stationnaire*, c'est-à-dire en éliminant les dérivées temporelles dans le problème pour les déviations, les équations font apparaître clairement les *termes sources* responsables des fluctuations, qui sont de deux types : $(T_\beta^\beta - T_{sat})$ et T_β^β ($\beta = l, g$ ou s). La solution du problème local pour les déviations est alors recherchée sous la forme d'une combinaison linéaire de ces termes sources, ce qui permet d'écrire les *représentations pour les déviations* (Equations II.51).

$$\textcircled{4} \left\{ \begin{array}{l}
 \tilde{T}_l = -s_{li}^l (T_l^l - T_{sat}) - s_{gi}^l (T_g^g - T_{sat}) - s_{si}^l (T_s^s - T_{sat}) \\
 \quad + \mathbf{b}_{ll} \cdot T_l^l + \mathbf{b}_{lg} \cdot T_g^g + \mathbf{b}_{ls} \cdot T_s^s \\
 \tilde{T}_g = -s_{li}^g (T_l^l - T_{sat}) - s_{gi}^g (T_g^g - T_{sat}) - s_{si}^g (T_s^s - T_{sat}) \\
 \quad + \mathbf{b}_{gl} \cdot T_l^l + \mathbf{b}_{gg} \cdot T_g^g + \mathbf{b}_{gs} \cdot T_s^s \\
 \tilde{T}_s = -s_{li}^s (T_l^l - T_{sat}) - s_{gi}^s (T_g^g - T_{sat}) - s_{si}^s (T_s^s - T_{sat}) \\
 \quad + \mathbf{b}_{sl} \cdot T_l^l + \mathbf{b}_{sg} \cdot T_g^g + \mathbf{b}_{ss} \cdot T_s^s
 \end{array} \right. \quad (II.51)$$

Ces représentations constituent les *relations de fermeture*. En injectant ces représentations dans les équations macroscopiques du problème, on obtient alors la forme fermée des équations macroscopiques. Pour la phase liquide, l'équation macroscopique décrivant les transferts de chaleur se présente sous la forme suivante :

$$\varepsilon_l (\rho C_p)_l \left(\frac{\partial T_l^l}{\partial t} + \mathbf{v}_l^l \cdot T_l^l \right) = \mathbf{K}_{lg} \cdot T_g^g + \mathbf{K}_{ll} \cdot T_l^l + \mathbf{K}_{ls} \cdot T_s^s \\
 - \dot{m} C_{pl} (T_{sat} - T_l^l) + \phi_{lg} + \phi_{ls} \quad \textcircled{5} \quad (II.52)$$

Pour la phase liquide, les flux d'échange avec les phases solide ϕ_{ls} et gazeuse ϕ_{lg} s'expriment en fonction de propriétés effectives :

$$\phi_{lg} = -h_{li}^{lg} (T_l^l - T_{sat}) - h_{gi}^{lg} (T_g^g - T_{sat}) - h_{si}^{lg} (T_s^s - T_{sat}) \\
 + \mathbf{c}_{ll}^{lg} \cdot T_l^l + \mathbf{c}_{lg}^{lg} \cdot T_g^g + \mathbf{c}_{ls}^{lg} \cdot T_l^l \quad (II.53)$$

$$\phi_{ls} = -h_{li}^{ls} (T_l^l - T_{sat}) - h_{gi}^{ls} (T_g^g - T_{sat}) - h_{si}^{ls} (T_s^s - T_{sat}) \\
 + \mathbf{c}_{ll}^{ls} \cdot T_l^l + \mathbf{c}_{lg}^{ls} \cdot T_g^g + \mathbf{c}_{ls}^{ls} \cdot T_l^l \quad (II.54)$$

Les équations macroscopiques de transfert de chaleur pour les phases gaz et solide sont obtenues de la même manière :

$$\begin{aligned} \varepsilon_g(\rho C_p)_g \left(\frac{\partial T_g^g}{\partial t} + \mathbf{v}_g^g \cdot \nabla T_g^g \right) = \mathbf{K}_{gg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{gl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{gs} \cdot \nabla T_s^s \\ + \dot{m} C_{pg} (T_{sat} - T_g^g) + \phi_{gl} + \phi_{gs} \end{aligned} \quad (II.55)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_s(\rho C_p)_s \left(\frac{\partial T_s^s}{\partial t} \right) = \mathbf{K}_{sg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{sl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{ss} \cdot \nabla T_s^s \\ + \phi_{sl} + \phi_{sg} + \varepsilon_s \varpi_s \end{aligned} \quad (II.56)$$

A partir de l'équation (II.56), il est possible d'identifier le flux échangé entre la phase solide et le mélange diphasique au niveau de l'interface solide-fluide ϕ_{ps} (ps pour *paroi solide*) comme suit :

$$\phi_{ps} = \phi_{sl} + \phi_{sg} \quad (II.57)$$

Les propriétés effectives h_{--} , c_{--} et \mathbf{K}_{--} sont fonctions des coefficients s_{--} et \mathbf{b}_{--} utilisés dans la représentation des déviations (II.51). Ces coefficients, qui sont les *paramètres intrinsèques* du modèle, sont représentés par le terme \mathbf{P}_{int} dans le diagramme de la Figure II.3 p. 60. Ces paramètres, et donc les propriétés effectives, sont estimés en résolvant les problèmes de fermeture présentés dans la suite de cette section.

4.4 Estimation des paramètres intrinsèques

Les représentations pour les déviations (II.51) constituent, par construction, une solution approchée au premier ordre du problème local quasi-stationnaire pour les déviations. Afin d'estimer les paramètres intrinsèques que sont les coefficients de cette combinaison linéaire, il s'agit de résoudre les équations quasi-stationnaires locales écrites avec les relations de fermeture (II.51). Les problèmes ainsi constitués, appelés *Problèmes de fermeture* ⑥, ne comportent en effet, pour une position donnée de l'interface $l-g$, que les paramètres intrinsèques s_{--} et \mathbf{b}_{--} comme inconnues.

La résolution des problèmes de fermeture sur une région représentative du milieu, appelée *cellule unitaire représentative*, permet de déterminer les propriétés effectives du modèle macroscopique. La technique de changement d'échelle employée par Duval [48]

établit donc un lien étroit entre la description macroscopique et les phénomènes pris en compte à l'échelle du pore. Dans le modèle actuellement utilisé à l'IRSN, les coefficients macroscopiques sont déterminés à partir de descriptions simples, voire simplistes, des écoulements locaux. Les cellules unitaires considérées représentent en effet des écoulements stratifiés (Figure II.5), dans la configuration SLG (Solide, Liquide, Gaz) pour laquelle la phase liquide est mouillante, ou dans la configuration SGL (Solide, Gaz, Liquide) pour laquelle la phase vapeur est mouillante.

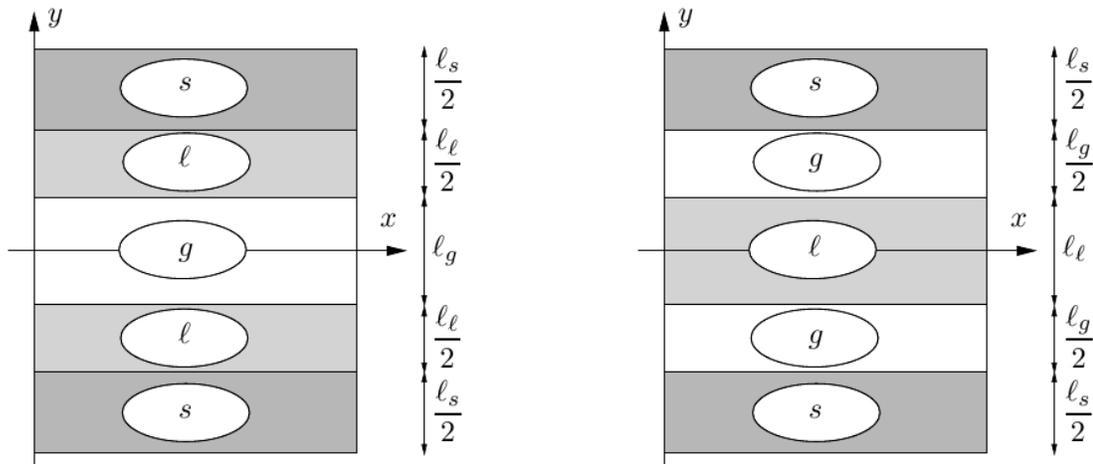


Figure II.5 – Cellules unitaires stratifiées : configuration SLG et SGL

Les expériences numériques menées dans l'ensemble de ces configurations montrent notamment que les termes convectifs supplémentaires proportionnels aux pseudo-vitesses c_{ij} (Equations (II.54) et (II.53)) ont une contribution de l'ordre de 5% au transport convectif macroscopique. Ces termes sont négligés dans l'écriture des flux de transport interfaciaux (ϕ_{ls} , ϕ_{lg} , ϕ_{gl} ...), ce qui permet notamment de simplifier l'écriture des flux échangés entre la phase liquide et les phases solide ϕ_{ls} et gazeuse ϕ_{lg} :

$$\phi_{lg} = -h_{li}^{lg} (T_l^l - T_{sat}) - h_{gi}^{lg} (T_g^g - T_{sat}) - h_{si}^{lg} (T_s^s - T_{sat}) \quad (II.58)$$

$$\phi_{ls} = -h_{li}^{ls} (T_l^l - T_{sat}) - h_{gi}^{ls} (T_g^g - T_{sat}) - h_{si}^{ls} (T_s^s - T_{sat}) \quad (II.59)$$

5 Contribution de l'ébullition

L'application concrète à un problème d'ébullition en milieu poreux se heurte à plusieurs obstacles :

- un obstacle générique à la physique des milieux poreux qui est l'absence, le plus souvent, de données précises sur la répartition des phases à l'échelle du pore ;
- un obstacle plus spécifique à l'ébullition qui, comme nous l'avons vu, conduit à des répartitions liquide-gaz très différentes. En l'absence d'ébullition, la répartition de type SLG permet classiquement de décrire l'écoulement diphasique. En présence d'une ébullition en film, la situation SGL se rapproche de la réalité. Dans une situation réelle (Figure II.6), on peut rencontrer des zones du type SLG, d'autres SGL, et, en outre, des zones du type ébullition nucléée qui appellent un traitement spécifique, les phénomènes de nucléation et de coalescence n'étant pour le moment pas modélisés.

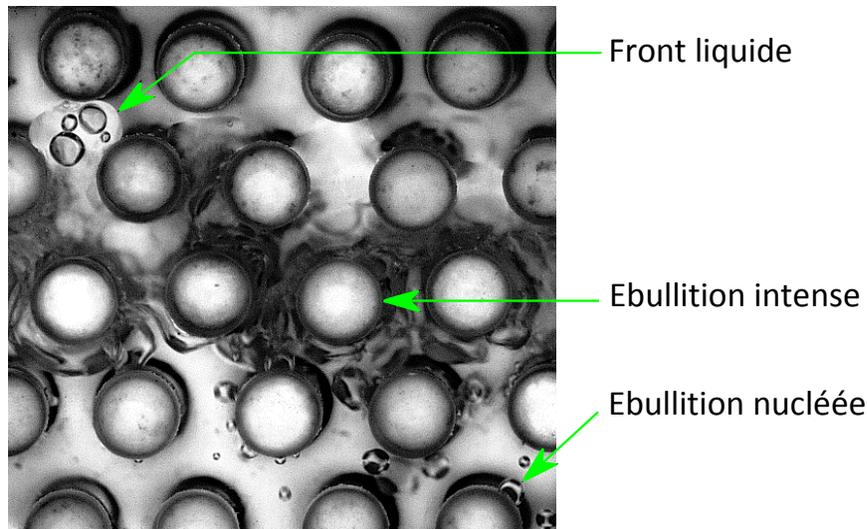


Figure II.6 – Visualisation de la répartition des phases lors du renouage d'un faisceau de cylindres surchauffé

Les possibilités expérimentales et numériques n'ont pas permis, à ce jour, d'obtenir une solution de ce problème théorique complexe. Une approche heuristique, basée sur un principe (non démontré) de superposition a été utilisée.

5.1 Le principe de superposition

Afin de calculer les propriétés effectives permettant de simuler proprement les transferts de masse et de chaleur dans un milieu poreux parcouru par un écoulement diphasique avec évaporation et ébullition, Bachrata *et al.* [6] proposent d'adopter une démarche similaire à celle utilisée par Chen [26] pour prédire les transferts de chaleur en ébullition nucléée convective dans des tubes.

Dans cette approche (présentée en détail dans le chapitre I, p.36), les contributions de l'ébullition convective et de l'ébullition nucléée sont calculées indépendamment. Rappelons que, dans un tel modèle, l'ébullition nucléée est similaire à l'ébullition nucléée en vase q_{nb} , à ceci près que l'écoulement influe sur la croissance et le départ des bulles. L'ébullition convective fait quant à elle référence aux échanges entre la paroi et le liquide contrôlés par la convection q_{cv} . Ces deux contributions sont ensuite ajoutées avec une pondération du terme d'ébullition convective par un facteur d'amélioration E et du terme d'ébullition nucléée par un facteur de suppression S_c , afin d'obtenir le flux total échangé au niveau de la paroi solide $q_{ps \text{ Chen}}$:

$$q_{ps \text{ Chen}} = E(\chi_{tt}) q_{cv} + S_c q_{nb} \quad (\text{II.60})$$

où E est calculé à partir du paramètre de Martinelli χ_{tt} (Eq. I.29), afin de prendre en compte les effets de l'écoulement diphasique sur la convection. Le coefficient multiplicatif S est introduit pour diminuer l'influence de l'ébullition nucléée, ce qui traduit le fait que l'écoulement atténue l'activité des sites de nucléation.

Dans le cadre de la prise de moyenne volumique, superposer les contributions de la convection forcée et de l'ébullition demande un traitement spécifique à chaque régime d'ébullition. Nous montrons dans la suite que, dans chacun de ces cas, cela revient à ajouter un terme d'échange par ébullition ϕ_{eb} au flux échangé entre le solide et les fluides ϕ_{ps} (identifié dans l'équation (II.57)). Ces flux volumiques additionnels ϕ_{eb} sont estimés à partir de corrélations issues de la littérature, établies quant à elles pour des flux surfaciques, notés q_{eb} . Il est nécessaire d'adapter l'écriture de ces corrélations afin de les intégrer aux équations macroscopiques. Pour cela, nous faisons appel à la notion de *surface spéci que* introduite succinctement dans la sous-section suivante.

5.2 Lien entre flux volumiques et surfaciques

Prenons l'exemple de l'échange entre le solide et le liquide ϕ_{sl} sur l'interface A_{sl} , qui peut être exprimé des manières suivantes :

$$\phi_{sl} = \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot T_s dA = \frac{q_{sl} A_s}{V} \quad (II.61)$$

$$\text{où : } q_{sl} = \frac{\lambda_s}{A_s} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot T_s dA$$

Afin d'exprimer le flux volumique ϕ_{sl} en fonction du flux surfacique q_{sl} , il s'agit de définir le rapport entre la surface totale des interfaces solide-fluide A_s sur un volume élémentaire représentatif de volume V (Figure II.7), appelé surface spécifique S_{spec} :

$$\phi_{sl} = S_{spec} q_{sl} \quad \text{où : } S_{spec} = \frac{A_s}{V} \quad (II.62)$$

Dans le cas d'un lit de particules sphériques de rayon r_p , la surface spécifique d'un milieu poreux dépend de l'arrangement des grains. En considérant un VER contenant n particules, il est facile d'exprimer S_{spec} en fonction de la porosité ε :

$$S_{spec} = \frac{3(1 - \varepsilon)}{r_p} = \frac{3\varepsilon_s}{r_p} \quad (II.63)$$

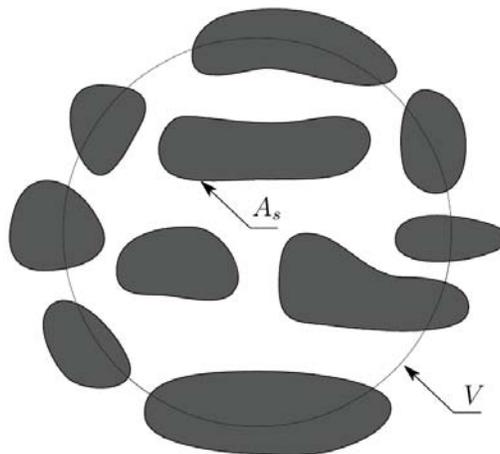


Figure II.7 – Représentation d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER)

Pour l'ébullition en film et l'ébullition nucléée, les corrélations utilisées pour estimer q_{eb} sont de la forme $C \Delta T_{sat}^k$. Les termes d'échanges par ébullition ϕ_{eb} s'expriment donc :

$$\phi_{eb} = S_{spec} C_{eb} (T_s^s - T_{sat})^{k_{eb}} \quad \text{où : } eb = (nb, fb) \quad (II.64)$$

5.3 Application du principe de superposition

5.3.1 Dans le cas de l'ébullition nucléée

Echanges à l'interface solide- uide

Dans le régime d'ébullition nucléée, le solide est en contact avec les deux phases fluides (Figure II.8). Cette situation requiert de prendre en compte les échanges convectifs avec le liquide et le gaz au niveau de la paroi, ce qui, en reprenant la définition du flux de transport interfacial ϕ_{ps} (Eq.(II.57)), se traduit par superposition des configurations SLG et SGL :

$$\begin{aligned} \phi_{ps} &= \phi_{sl} + \phi_{sg} = \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot T_s dA + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \cdot T_s dA \\ &\approx \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot T_s dA \right]_{SLG} + \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \cdot T_s dA \right]_{SGL} \\ &= \frac{A_{sl}}{A_s} \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_s} \mathbf{n}_s \cdot T_s dA \right]_{SLG} + \frac{A_{sg}}{A_s} \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_s} \mathbf{n}_s \cdot T_s dA \right]_{SGL} \end{aligned} \quad (II.65)$$

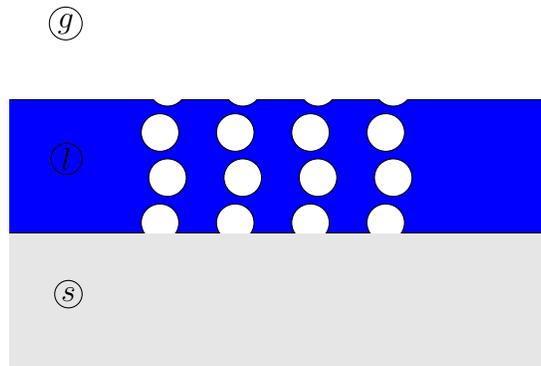


Figure II.8 – Représentation schématique de la configuration d'ébullition nucléée

Bachrata propose d'estimer les rapports entre les surfaces en contact avec chacune des phases fluides $A_{s\beta}$ et la surface totale de la paroi solide A_s en fonction des saturations en liquide et en gaz :

$$\frac{A_{sl}}{A_s} \approx S_l \quad \text{et} \quad \frac{A_{sg}}{A_s} \approx S_g, \quad (\text{II.66})$$

ce qui permet d'écrire le flux d'échange interfacial comme suit :

$$\phi_{ps} = S_l \phi_{sl \text{ SLG}} + S_g \phi_{sg \text{ SGL}} \quad (\text{II.67})$$

De plus, la contribution de la nucléation hétérogène dans le liquide sursaturé au niveau de la paroi doit être prise en compte. Le flux total échangé entre le solide et les phases fluides s'obtient donc, dans le cas de l'ébullition nucléée, par l'ajout d'un terme d'échange pondéré par la saturation S_l :

$$\phi_{ps \text{ nb}} = S_l \underbrace{\phi_{sl \text{ SLG}}}_{\phi_{cv,l}} + S_g \underbrace{\phi_{sg \text{ SGL}}}_{\phi_{cv,g}} - S_l \underbrace{S_{spec} C_{nb} (T_s^s - T_{sat})^{k_{nb}}}_{\phi_{nb}} \quad (\text{II.68})$$

où les coefficients C_{nb} et k_{nb} sont obtenus à l'aide de la corrélation de Thom *et al.* [132] implémentée dans ICARE-CATHARE [62]. Le choix de cette corrélation est discuté dans la section 6.2. Le flux d'échange au niveau de la paroi solide obtenu est similaire à celui proposé par Chen (Eq.(II.60)), la contribution de l'ébullition convective étant ici représentée par les flux $\phi_{cv,l}$ et $\phi_{cv,g}$.

Echanges à l'interface liquide-gaz

Quant aux échanges entre les phases liquide et vapeur, la complexité des échanges au sein de l'écoulement diphasique est de nouveau traitée par une superposition des configurations SLG et SGL :

$$\begin{aligned} \phi_{lg} &= S_l \phi_{lg \text{ SLG}} + S_g \phi_{lg \text{ SGL}} \\ \phi_{gl} &= S_l \phi_{gl \text{ SLG}} + S_g \phi_{gl \text{ SGL}} \end{aligned} \quad (\text{II.69})$$

Conservation de l'énergie

Les équations macroscopiques sont obtenues à partir de ces différents niveaux de superposition des contributions de l'ébullition nucléée et de la convection forcée en milieu poreux :

Pour la phase liquide :

$$\begin{aligned} \varepsilon_l(\rho C_p)_l \left(\frac{\partial T_l^l}{\partial t} + \mathbf{v}_l^l \cdot \nabla T_l^l \right) &= -\dot{m} C_{pl} (T_{sat} - T_l^l) \\ &+ \mathbf{K}_{lg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{ll} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{ls} \cdot \nabla T_s^s \\ &+ S_l \phi_{lg} SLG + S_g \phi_{lg} SGL + S_l \phi_{ls} SLG \end{aligned} \quad (II.70)$$

Pour la phase vapeur :

$$\begin{aligned} \varepsilon_g(\rho C_p)_g \left(\frac{\partial T_g^g}{\partial t} + \mathbf{v}_g^g \cdot \nabla T_g^g \right) &= \dot{m} C_{pg} (T_{sat} - T_g^g) \\ &+ \mathbf{K}_{gg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{gl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{gs} \cdot \nabla T_s^s \\ &+ S_l \phi_{gl} SLG + S_g \phi_{gl} SGL + S_g \phi_{gs} SGL \end{aligned} \quad (II.71)$$

Pour la phase solide :

$$\begin{aligned} \varepsilon_s(\rho C_p)_s \left(\frac{\partial T_s^s}{\partial t} \right) &= \\ &\mathbf{K}_{sg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{sl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{ss} \cdot \nabla T_s^s + \phi_{ps} \dot{m} + \varepsilon_s \overline{\omega}_s \end{aligned} \quad (II.72)$$

Avec l'introduction d'un terme d'échange par ébullition, l'expression du taux d'évaporation doit également être modifiée. En faisant l'hypothèse que toute la puissance ϕ_{nb} cédée par la phase solide sert à la nucléation et donc au changement de phase, les relations entre les différents flux de transport interfaciaux sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_l(\phi_{lg} + \phi_{gl}) SLG + S_g(\phi_{lg} + \phi_{gl}) SGL - S_l \phi_{nb} = -\dot{m} \Delta h_{lg} \\ \phi_{ls} SLG + \phi_{sl} SLG = 0 \\ \phi_{gs} SGL + \phi_{sg} SGL = 0 \end{array} \right. \quad (II.73)$$

5.3.2 Dans le cas de l'ébullition en Im

Echanges à l'interface solide- uide

Dans le cas de l'ébullition en film, la paroi solide n'est en contact qu'avec la phase gazeuse. Le flux de transport interfacial ϕ_{ps} au niveau de l'interface solide, sans prise en compte de la contribution de l'ébullition, est donc exprimé à partir de la configuration SGL :

$$\begin{aligned} \phi_{ps} &= \phi_{sl} + \phi_{sg} = \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot T_s dA + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \cdot T_s dA \\ &\approx \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \cdot T_s dA \right]_{SGL} = \left[\frac{\lambda_s}{V} \int_{A_s} \mathbf{n}_s \cdot T_s dA \right]_{SGL} \end{aligned} \quad (11.74)$$

ce qui se traduit par :

$$\phi_{ps} = \phi_{sg \text{ SGL}} \quad (11.75)$$

En rajoutant un terme d'échange par ébullition en film pondéré par la saturation S_l , le flux total échangé entre le solide et les phases fluides $\phi_{ps \text{ fb}}$ est :

$$\phi_{ps \text{ fb}} = \phi_{sg \text{ SGL}} - S_l \underbrace{S_{spec} C_{fb} (T_s^s - T_{sat})^{k_{fb}}}_{\phi_{fb}} \quad (11.76)$$

où les coefficients C_{fb} et k_{fb} sont obtenus avec la corrélation établie par Bromley [17], choix que nous commentons dans la section 6.2.

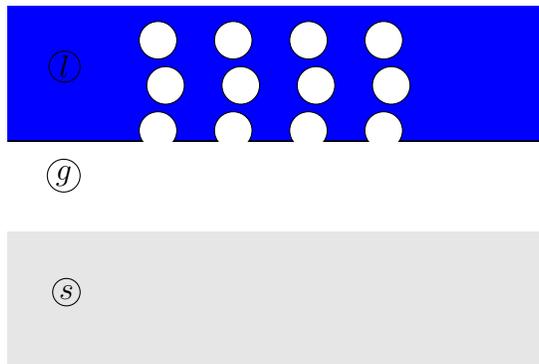


Figure II.9 – Représentation schématique de la configuration d'ébullition nucléée

Echanges à l'interface liquide-gaz

Les échanges au sein de l'écoulement diphasique sont décrits par la configuration SGL :

$$\begin{aligned}\phi_{lg} &= \phi_{lg \text{ SGL}} \\ \phi_{gl} &= \phi_{gl \text{ SGL}}\end{aligned}\quad (II.77)$$

Conservation de l'énergie

Les définitions (II.76) et (II.77) nous permettent d'établir les équations macroscopiques décrivant les transferts de chaleur au sein d'un milieu poreux parcouru par un écoulement diphasique pour le régime d'ébullition en film.

Pour la phase liquide :

$$\begin{aligned}\varepsilon_l(\rho C_p)_l \left(\frac{\partial T_l^l}{\partial t} + \mathbf{v}_l^l \cdot \nabla T_l^l \right) &= -\dot{m} C_{pl} (T_{sat} - T_l^l) \\ + \mathbf{K}_{lg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{ll} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{ls} \cdot \nabla T_s^s + \phi_{lg \text{ SGL}}\end{aligned}\quad (II.78)$$

Pour la phase vapeur :

$$\begin{aligned}\varepsilon_g(\rho C_p)_g \left(\frac{\partial T_g^g}{\partial t} + \mathbf{v}_g^g \cdot \nabla T_g^g \right) &= \dot{m} C_{pg} (T_{sat} - T_g^g) \\ + \mathbf{K}_{gg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{gl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{gs} \cdot \nabla T_s^s + (\phi_{gl} + \phi_{gs}) \text{ SGL}\end{aligned}\quad (II.79)$$

Pour la phase solide :

$$\begin{aligned}\varepsilon_s(\rho C_p)_s \left(\frac{\partial T_s^s}{\partial t} \right) &= \\ \mathbf{K}_{sg} \cdot \nabla T_g^g + \mathbf{K}_{sl} \cdot \nabla T_l^l + \mathbf{K}_{ss} \cdot \nabla T_s^s + \phi_{ps \text{ fb}} + \varepsilon_s \overline{\omega}_s\end{aligned}\quad (II.80)$$

Avec les relations entre les différents flux de transport interfaciaux suivantes :

$$\begin{cases} (\phi_{lg} + \phi_{gl}) \text{ SGL} - S_l \phi_{fb} = -\dot{m} \Delta h_{lg} \\ \phi_{gs \text{ SGL}} + \phi_{sg \text{ SGL}} = 0 \end{cases}\quad (II.81)$$

5.3.3 Dans le cas du régime de transition

Quant au régime de transition, le formalisme est identique à celui de l'ébullition nucléée, à la différence que le flux de chaleur dû à l'ébullition nucléée ϕ_{nb} est remplacé par une approximation du flux de transition ϕ_{tb} , calculée à partir d'une corrélation proposée par Liu *et al.* [101], basée sur la connaissance du flux critique ϕ_{chf} (avec $\xi = 2$) :

$$\phi_{tb} = (1 - \theta^\xi) \phi_{chf} + \theta^\xi \phi_{min} \quad (II.82)$$

Le flux critique ϕ_{chf} est estimé avec la corrélation CATHARE [29], basée sur les tables de Groeneveld [61] et θ est défini par :

$$\theta = \frac{T_s^s - T_s^{q_{chf}}}{T_s^{q_{min}} - T_s^{q_{chf}}} \quad (II.83)$$

où $T_s^{q_{chf}}$ est la température caractéristique de la crise d'ébullition et $T_s^{q_{min}}$ est la température de Leidenfrost (Figure II.10).

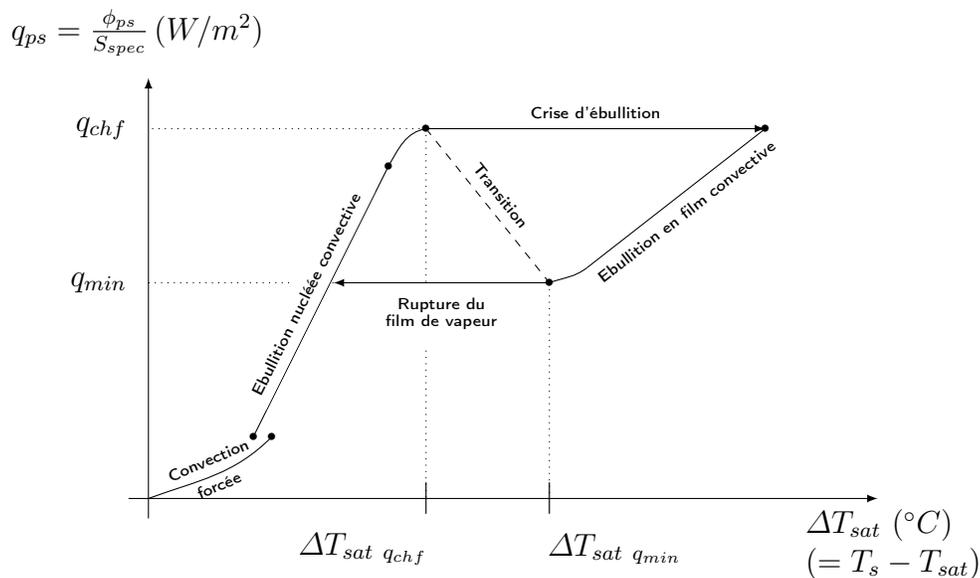


Figure II.10 – Représentation schématique de la courbe d'ébullition en convection forcée sur un élément chauffant

6 Discussion sur la modélisation des transferts de chaleur

Les transferts de chaleur sont modélisés macroscopiquement par superposition des contributions de la conduction, de la convection et de l'évaporation d'une part (configurations SLG et SGL avec hypothèse d'équilibre thermodynamique local) et de la contribution de l'ébullition d'autre part. Le but de cette section est de réunir et discuter les sources d'erreur relatives à l'estimation de ces échanges.

6.1 Estimations des contributions de la conduction, de la convection et de l'évaporation

Le modèle macroscopique à non-équilibre thermique local établi par Duval *et al.* [49] s'appuie sur des hypothèses physiques à l'échelle du pore et des approximations pour le changement d'échelle qui sont réunies dans le tableau II.11. Il s'agit d'incertitudes liées aux choix de modélisation.

Hypothèses physiques à l'échelle du pore	Approximations pour le changement d'échelle
Matrice solide consolidée, imperméable, indéformable	Séparation des échelles $l_g, l_l, l_s \ll r_0 \ll L$
Phase gazeuse = vapeur	Milieu poreux homogène
Propriétés physiques constantes au sein du VER	Quasi-staticité des interfaces (hypothèse d'ergodicité)
Equilibre thermodynamique à l'interface gaz-liquide	Approximation quasi-stationnaire du problème mixte
Aucun transfert radiatif	
Fluides newtoniens	

Figure II.11 – Tableau récapitulatif des incertitudes liées aux choix de modélisation

Une deuxième source d'incertitude provient de l'estimation des propriétés effectives de transfert de chaleur. Prenons le cas de l'ébullition nucléée convective. Dans le modèle de Chen pour un écoulement intra-tubulaire, la contribution de la convection forcée est multipliée par un coefficient E , fonction du paramètre de Martinelli χ_{tt} défini par :

$$\chi_{tt} = \frac{\Phi_l^2}{\Phi_g^2} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \Phi_l^2 = \frac{p}{(\frac{p}{\rho})_{lm}} \\ \Phi_g^2 = \frac{p}{(\frac{p}{\rho})_{gm}} \end{cases} \quad (II.84)$$

où $(\frac{p}{\rho})_{lm}$ et $(\frac{p}{\rho})_{gm}$ sont respectivement les gradients de pression monophasiques du liquide et du gaz qui seraient obtenus si chaque fluide s'écoulait dans le milieu poreux à la même vitesse superficielle que dans l'écoulement diphasique. En considérant que seul l'écoulement génère une perte de charge et avec les expressions des perméabilités et passabilités relatives fournies dans l'équation (II.14), nous estimons le paramètre χ_{tt} en fonction de la saturation, en accord avec le raisonnement suivi par Fourar et Lenormand [55] :

$$\chi_{tt} \approx \left(\frac{S_l}{1 - S_l} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (II.85)$$

Ce qui nous permet de prédire les variations du coefficient d'amélioration E (Eq. (I.27)) :

$$E = 1 \quad \text{pour } S_l = 1 \quad \text{et} \quad E = \frac{1}{S_l} + \dots \quad (II.86)$$

Ainsi, la contribution de la convection est considérée croissante avec la proportion de vapeur dans le mélange diphasique. Dans notre cas, l'échange convectif au niveau de la paroi solide est estimé par une combinaison linéaire des coefficients obtenus en configurations stratifiées :

$$\phi_{cv} = S_l \phi_{cv \text{ SLG}} + S_g \phi_{cv \text{ SGL}} \quad (II.87)$$

L'augmentation de la vitesse superficielle de la phase liquide due à la production de vapeur et donc l'amélioration de l'échange convectif liquide sont estimés grâce au calcul du coefficient dans la configuration SLG : nul n'est besoin d'ajouter un coefficient multiplicatif. D'autre part, l'échauffement de la phase vapeur en contact avec la paroi est pris en compte grâce à la configuration SGL. La question qui reste en suspens est de savoir si les transferts de chaleur convectifs estimés par superposition de ces régimes d'écoulement simplistes sont représentatifs des échanges rencontrés lors de mécanismes

d'ébullition intenses. Aucune visualisation des écoulements lors d'un renoyage n'étant disponible, il est impossible de se prononcer sur la fiabilité d'une telle démarche. Ce point constitue une des motivations principales pour l'étude expérimentale à l'échelle du pore menée dans cette thèse.

Avant d'aborder la prise en compte de la contribution de l'ébullition, il est nécessaire de faire un commentaire sur l'utilisation de corrélations issues de cellules unitaires stratifiées. Ce choix n'est en rien impératif d'un point de vue fondamental. Il est dicté par l'absence de données précises sur la structure de l'écoulement à l'échelle du pore pour des lits de débris, et l'absence de solutions pour les problèmes de fermeture pour des cellules unitaires 3D plus réalistes. Il s'agit d'un axe d'amélioration éventuel des modèles qui ne fait pas partie des objectifs de cette thèse. Ce problème est d'ailleurs récurrent pour les autres propriétés effectives du modèle à trois températures.

6.2 Prise en compte de la contribution de l'ébullition

La contribution de l'ébullition est évaluée grâce à des corrélations issues de la littérature. Les principales sources d'erreur sont donc liées aux corrélations utilisées pour chacun des régimes d'ébullition et pour les flux critique et minimum.

Contribution de l'ébullition nucléée

Le formalisme de l'équation macroscopique relative à la phase solide (II.72), traitant de l'ébullition nucléée en convection forcée, fait apparaître deux types de flux caractérisant l'échange solide-fluide : les flux d'échanges convectifs ($\phi_{cv,l}$ et $\phi_{cv,g}$) ainsi qu'un flux caractérisant l'ébullition nucléée (ϕ_{nb}). L'analogie avec le formalisme employé par Chen [26] dans l'équation (II.60) apparaît clairement en notant $\phi_{ps\ nb}$ le flux total d'échange entre la paroi solide et les phases fluides :

$$\phi_{ps\ nb} = S_l \phi_{nb} + \underbrace{(S_l \phi_{cv,l} + S_g \phi_{cv,g})}_{\phi_{cv}} \quad (II.88)$$

Or, le terme d'ébullition nucléée ϕ_{nb} est estimé avec la corrélation de Thom *et al.* [132], qui fut développée en 1965 pour l'ébullition extra-tubulaire convective d'eau sous-saturée :

$$\Delta T_{sat} = 22,65 \sqrt{\phi_{nb}} e^{-\frac{p}{87}} \quad (II.89)$$

Le choix de cette corrélation est discutable : la superposition des différentes contributions nécessite l'utilisation d'une corrélation établie pour l'ébullition nucléée libre seulement. Or la corrélation (II.89) prend aussi en compte la contribution de la convection forcée avec un fluide sous-saturé. L'échange de chaleur par convection et l'effet de la sous-saturation sont donc surestimés, car *pris en compte deux fois*.

Contribution de l'ébullition en Im

Dans le cas de l'ébullition en film, la même remarque peut être faite : les coefficients C_{fb} et k_{fb} sont obtenus avec la corrélation de Bromley [17] qui fut établie en 1953 pour l'estimation du transfert de chaleur par ébullition en film convective au niveau d'une paroi solide surchauffée.

D'autre part, la formulation que nous obtenons est différente de celle proposée dans les travaux de Bachrata [5] où les termes d'échanges pariétaux obtenus en configuration SGL sont pondérés par S_g :

$$\begin{aligned}\phi_{ps\ fb} &= S_g \phi_{sg\ SGL} - S_l \phi_{fb} \\ \phi_{lg} &= S_g \phi_{lg\ SGL} \\ \phi_{gl} &= S_g \phi_{gl\ SGL}\end{aligned}\tag{II.90}$$

Régime de transition et flux limites

Le flux critique ϕ_{chf} est estimé avec une corrélation basée sur les tables de Groeneveld [61], établies pour prévoir l'apparition de la crise d'ébullition en convection forcée. Cette méthode de prédiction est tout à fait adaptée (cf. section 3.1.2 du chapitre I). Cependant, Bachrata [5] considère que la crise d'ébullition survient lorsque $\phi_{nb} > \phi_{chf}$, alors que les tables de Groeneveld permettent d'estimer le flux total imposé à la paroi susceptible de provoquer l'assèchement de la paroi en configuration d'écoulement. Ainsi, il serait préférable de considérer la fin du régime d'ébullition lorsque $\phi_{ps\ nb} > \phi_{chf}$.

7 Validation expérimentale du modèle numérique de renoyage

Les dispositifs expérimentaux visant à caractériser les phénomènes d'ébullition en milieux poreux peuvent être classés en deux catégories, suivant le type de chauffage utilisé. Une matrice solide peut être chauffée de manière *surfactive*, à partir d'une paroi externe, ou *volumique*, par induction par exemple. L'ébullition de paroi, où le changement de phase est généré par apport de chaleur à travers les frontières limitant le domaine poreux, est étudiée pour des configurations d'ébullition en vase depuis les années 70 [129, 141, 137], ainsi que dans un écoulement forcé depuis la fin des années 80 [30, 120, 136]. Quant à *l'ébullition en masse* en milieu poreux, c'est-à-dire pour une source de chaleur volumique générée au sein des éléments constitutifs de la matrice solide, les expériences pionnières sont menées par Dhir et Catton en 1977 [41]. Leur étude, poursuivie par Catton *et al.* [23] et Rhee *et al.* [123], porte sur le refroidissement par ébullition en convection naturelle de lits de billes d'acier chauffées par induction. Naik et Dhir [110] mènent en 1982 une étude similaire dans un milieu poreux parcouru par un écoulement forcé. Ces travaux expérimentaux se concentrent plus particulièrement sur la détermination du *ux critique d'assèchement* de la matrice solide ϕ_{dry} .

Plus récemment, de nombreux programmes expérimentaux ont été lancés pour déterminer les régimes d'écoulement et les conditions nécessaires à l'assèchement de lits de billes chauffés uniformément et parcourus par un écoulement forcé (injections par le haut et par le bas du milieu poreux). Les expériences SILFIDE [2] [38], STYX [97], POMECO [79] et DEBRIS [121] ont notamment permis de montrer que ϕ_{dry} peut être jusqu'à deux fois supérieur en injection par le bas que par le haut. Une revue détaillée de ces études est proposée dans la thèse de Bachrata [5]. Le dispositif expérimental réalisé par Petit en 1998 [112] est doté de thermocouples présents dans les billes constitutives de la matrice solide et dans l'espace poral. Cette installation a permis d'observer les différentes zones d'écoulement (liquide sous-saturé monophasique, zone diphasique, vapeur monophasique) et de valider le fort déséquilibre thermique local entre les trois phases dans la zone diphasique. Ces observations ont servi de base à la réflexion menée pour établir le modèle macroscopique d'écoulement diphasique en milieu poreux avec changement de phase présenté précédemment.

Le renoyage de structures poreuses surchauffées engendre des mécanismes d'ébullition en masse qui sont étudiés expérimentalement depuis les années 80, pour deux types d'injection : renoyage par le haut (travaux de Ginsberg *et al.* [58] ou Rashidet *al.* [121]) ou par le bas (Tutu *et al.* [140], Wang et Dhir [142]). L'expérience PRELUDE [122] réalisée à l'IRSN étudie le renoyage, avec de l'eau, par le bas et le haut, d'un lit de particules d'acier sphériques chauffées par induction.

7.1 Dispositif expérimental PRELUDE

Le dispositif expérimental PRELUDE est développé dans le cadre d'un programme plus vaste : PEARL (Programme Expérimental Analytique sur le Renoyage de Lits de débris) [131]. Bien que l'objectif premier de l'expérience PRELUDE était de mettre au point les techniques de chauffage, d'injection et de mesure et de tester les tenues mécaniques et en température des matériaux utilisés (parois en quartz), les observations et mesures effectuées ont permis de valider et de paramétrer le modèle macroscopique utilisé pour simuler le renoyage de lits de débris surchauffés.

Le principe de cette expérience est de chauffer à des températures très élevées ($T_{initial}$ jusqu'à 900°C) un lit de billes puis de le renoyer par injection d'eau par le bas. L'installation est représentée schématiquement dans la Figure II.12.

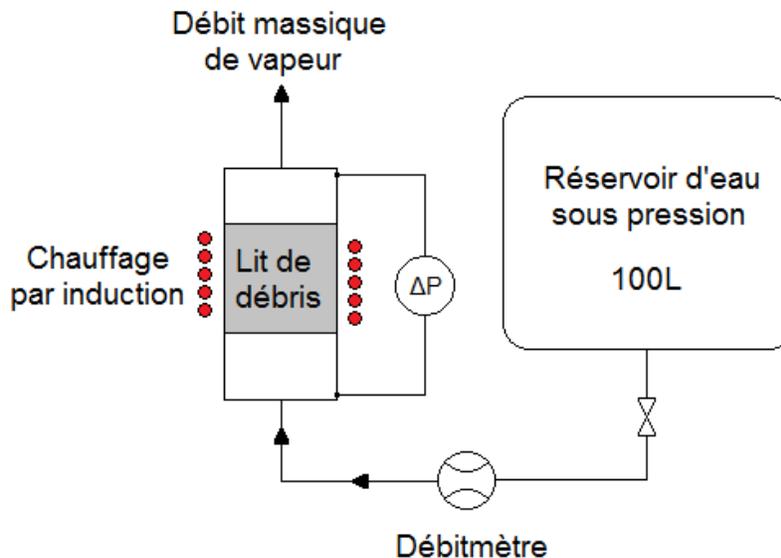


Figure II.12 – Circuit hydraulique simplifié de l'expérience PRELUDE

Le lit de débris est constitué de billes d'acier de 200 mm de haut déposées dans un cylindre en quartz de diamètre intérieur de 174 mm, sur un lit de billes de quartz (Figure II.13). La taille de ces particules a été choisie en accord avec les observations du réacteur TMI-2 : plusieurs lits de billes de diamètres compris entre 2 et 8 mm sont étudiés. Le courant induit par l'intensité traversant le solénoïde extérieur à l'empilement permet de chauffer chacune des billes d'acier ; les billes de quartz n'étant pas conductrices, elles ne sont pas chauffées et constituent une zone d'homogénéisation de l'écoulement liquide en entrée.

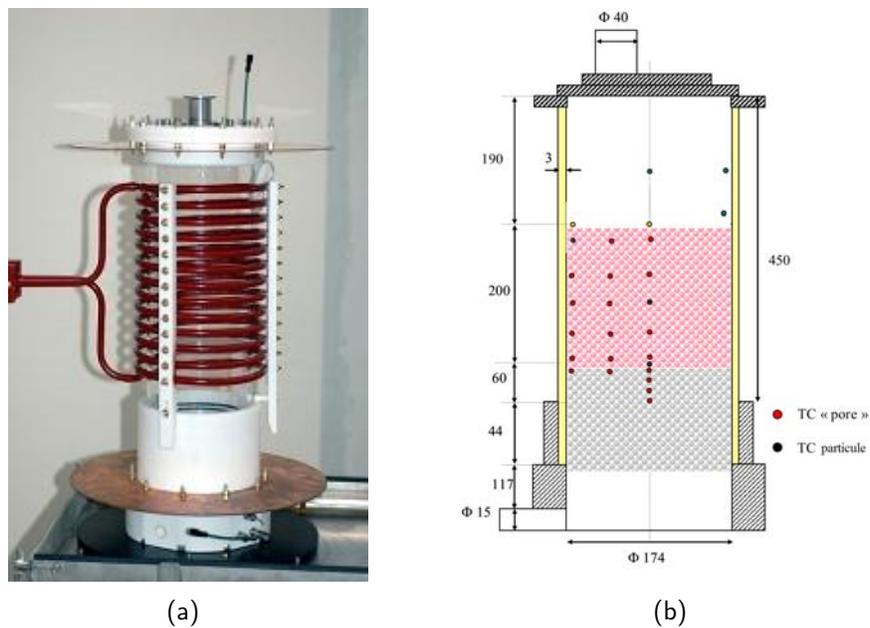


Figure II.13 – Section test de l'expérience PRELUDE : Chauffage par induction et instrumentation (Dimensions en mm, TC = Thermocouple)

7.2 Aperçu des résultats expérimentaux

Au cours du renoyage de ce milieu poreux modèle, trois zones d'écoulement sont mises en évidence par les expériences (Figure II.14) : une zone dite refroidie où la phase liquide est prépondérante, une zone diphasique présentant de forts déséquilibres thermiques entre les phases liquide et vapeur et enfin une zone d'écoulement monophasique vapeur. Les profils typiques de température de la phase solide, de pression et de saturation en gaz sont tracés en fonction de l'élévation dans le lit de débris dans la figure II.14.

Les thermocouples présents dans les billes et dans les pores permettent de suivre

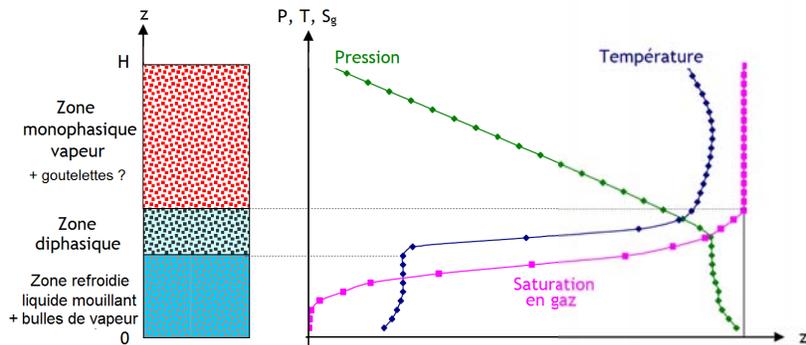


Figure II.14 – Zones d'écoulement et profils typiques de température solide, pression et saturation en gaz au sein du milieu poreux. Illustration issue de [5].

l'évolution de la température en différents points du milieu durant le renoyage. Le passage du front de refroidissement est détecté grâce à la variation de température. Bachrata [5] propose de considérer deux températures-seuils : la première, fixée à 105°C , détecte l'arrivée du front de trempe et la deuxième, fixée à 95°C , détecte la progression de la zone dite refroidie, c'est-à-dire la zone dans laquelle les grains sont en contact avec le liquide. Cela permet de déduire une vitesse d'avancement du front de trempe moyennée en temps sur la durée totale du renoyage. Seuls quelques résultats sont succinctement présentés ici, le but n'étant pas d'analyser les résultats de l'expérience PRELUDE (ce qui est fait de manière détaillée dans la thèse de Bachrata [5]) mais de fournir un aperçu des observations collectées. Les conditions du renoyage considéré sont les suivantes :

- Billes de diamètre 4 mm (Porosité $\varepsilon \approx 0,4$) ;
- Température initiale du milieu poreux : $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$;
- Température d'injection du liquide : $T_{inj} = 20^{\circ}\text{C}$;
- Pression en sortie de section test : $P = P_{atm}$;
- Puissance volumique constante, dont l'intégrale au cours du temps de renoyage est considérée négligeable devant l'énergie cédée par la matrice solide.

Les mesures de vitesses moyennes d'avancée du front au centre de la colonne de billes sont présentées sur la figure II.15 pour différentes vitesses darcéennes d'injection liquide v_{inj} et pour chacune des températures de référence T_{ref} . La différence entre les deux courbes montre que la zone diphasique grandit au cours du renoyage.

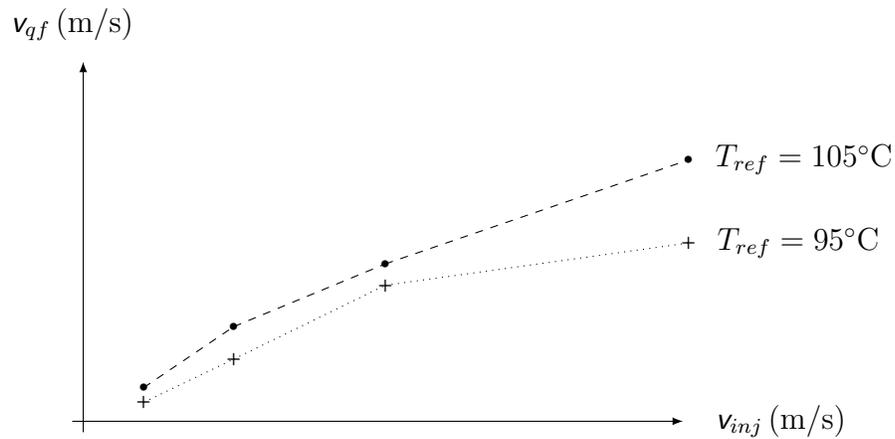


Figure II.15 – Mesures expérimentales de vitesses d’avancée du front [5]. $T_{initial} = 400^\circ\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.

7.3 Bilans enthalpique et massique

En s’inspirant de la démarche suivie par Tung et Dhir [138], nous estimons le rapport entre les débits massiques de vapeur en sortie et de liquide en entrée (appelé rapport de conversion) en fonction de la vitesse du front v_{qf} grâce à des bilans enthalpique et massique aux bornes d’une *zone de contrôle* suivant l’avancée du front de renoyage, avec l’hypothèse que la zone diphasique se propage à vitesse constante. La matrice solide est considérée en équilibre thermique avec le liquide sous-saturé en entrée et avec la vapeur surchauffée en sortie de ce domaine (Figure II.16).

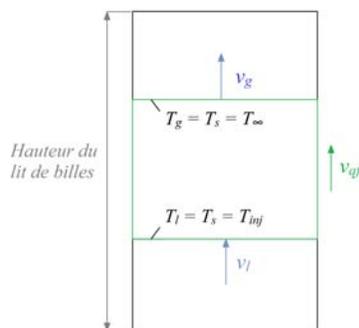


Figure II.16 – Zone de calcul des bilans de masse et d’enthalpie

En négligeant les pertes thermiques aux parois et le terme source de chaleur volumique,

le rapport théorique de conversion est :

$$\frac{G_g}{G_l} = \frac{(1 - \varepsilon)\rho_s C_{ps}(T - T_{inj}) + \varepsilon\rho_g \Delta h_{lg}^{**}}{\varepsilon\rho_l v_{inj} \Delta h_{lg}^{**}} v_{qf} \quad (II.91)$$

$$\text{où : } \Delta h_{lg}^{**} = \Delta h_{lg} + C_{pg}(T - T_{sat}) + C_{pl}(T_{sat} - T_{inj})$$

où T_{inj} et T représentent respectivement la température d'injection du liquide et la température en sortie du lit de débris, supposée constante et égale à la température initiale du milieu surchauffé, avant renoyage. Cette analyse permet d'obtenir une expression théorique pour la vitesse d'avancement du front :

$$v_{qf} = \frac{\varepsilon\rho_l v_{inj} \Delta h_{lg}^{**}}{(1 - \varepsilon)\rho_s C_{ps}(T - T_{inj}) + \varepsilon\rho_l \Delta h_{lg}^{**}} \quad (II.92)$$

7.4 Comparaison avec les résultats numériques

La simulation numérique d'un transitoire de renoyage avec le code de calcul ICARE-CATHARE de l'IRSN, basé sur le modèle macroscopique présenté dans le chapitre II, fournit également une estimation de la vitesse d'avancée du front : les progressions du front de trempe et de la zone refroidie sont détectées en prenant les mêmes températures seuils que pour l'analyse des relevés expérimentaux. Les résultats obtenus avec les températures de référence de 95°C et 105°C sont présentés respectivement sur les figures II.17 et II.18. Un écart important est constaté entre les courbes expérimentales et numériques d'une part et le résultat théorique fourni par les bilans enthalpique et massique (II.92) d'autre part. Une source d'erreur pouvant expliquer cette différence est l'hypothèse faite dans la section précédente sur l'équilibre thermique entre la vapeur et le lit de débris surchauffé, au loin de la zone diphasique. L'écoulement de la vapeur tend en réalité à refroidir le solide, si bien que la température T n'est pas constante mais décroît au cours du renoyage. L'erreur faite sur le calcul de v_{qf} augmente logiquement avec le débit massique de vapeur, donc avec la vitesse d'injection.

L'importance de prendre en considération le non-équilibre thermique local entre les trois phases est confortée par le bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques pour la vitesse moyenne d'avancée du front de trempe ($T_{ref} = 105^\circ\text{C}$). Cependant, un écart notoire est constaté entre la progression de la zone refroidie observée dans le lit de débris modèle de l'expérience PRELUDE et celle prédite par la simulation

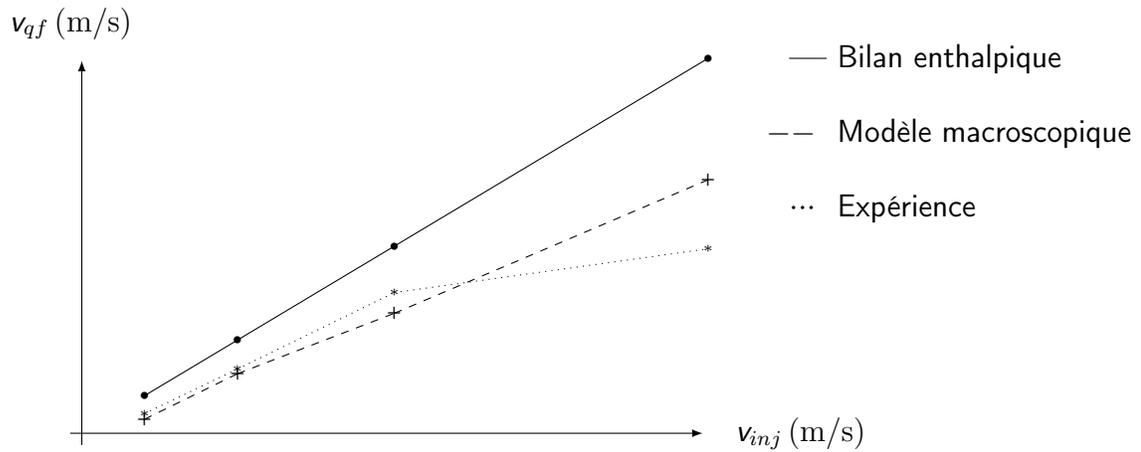


Figure II.17 – Vitesse du front de renoyage pour $T_{ref} = 95^{\circ}\text{C}$: Comparaison du modèle macroscopique et de l'expérience [5]. $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.

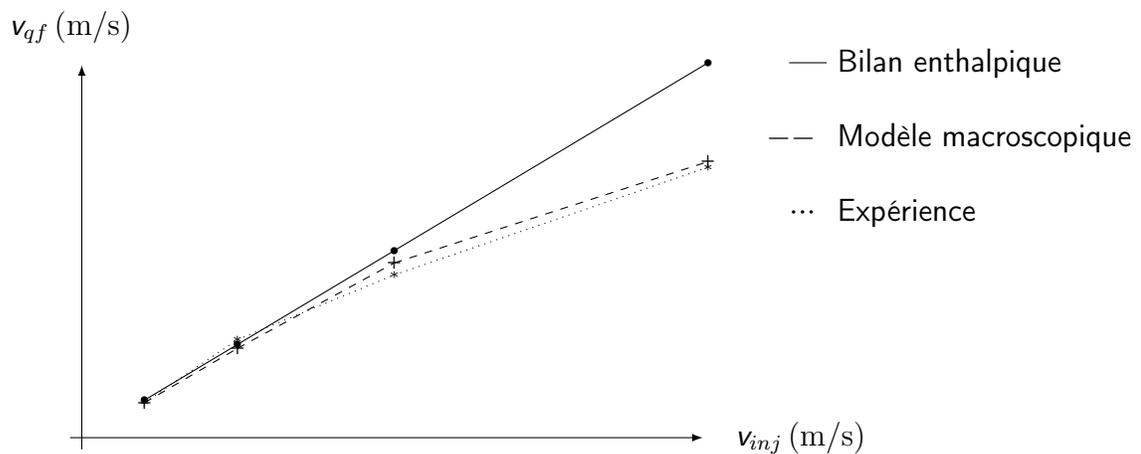


Figure II.18 – Vitesse du front de renoyage pour $T_{ref} = 105^{\circ}\text{C}$: Comparaison du modèle macroscopique et de l'expérience [5]. $T_{initial} = 400^{\circ}\text{C}$, Billes de diamètre 4 mm.

numérique (pour $T_{ref} = 95^{\circ}\text{C}$). Or cette vitesse d'avancement est directement liée aux échanges de chaleur par ébullition ayant lieu dans la zone diphasique et dans la partie supérieure de la zone refroidie. Une meilleure prise en compte de ces transferts est donc nécessaire pour accroître la précision du modèle.

Partant de ces constats, le modèle macroscopique mis en place peut être remis en question à plusieurs niveaux, suivant que l'on considère les incertitudes liées :

- aux choix de modélisation : hypothèses simplistes sur les écoulements à l'échelle du pore, superposition des configurations SLG et SGL, modèle hydrodynamique heuristique,...
- à l'estimation des paramètres, principalement aux choix des corrélations.

L'objectif du dispositif expérimental développé durant cette thèse est donc de répondre à deux attentes distinctes : mieux cerner la phénoménologie de l'ébullition en milieu poreux afin d'alimenter la discussion sur les choix de modélisation d'une part et mesurer l'influence d'un milieu poreux chauffant sur les échanges thermiques en ébullition convective à l'échelle du pore d'autre part. Le cœur du dispositif est un milieu poreux modèle constitué de cylindres chauffants aléatoirement disposés entre deux plaques de céramique, dont l'une est transparente. L'interprétation des mesures en régime stationnaire dans différentes configurations de chauffage fournit des indications sur la contribution de l'ébullition aux échanges de chaleur entre le solide et les fluides à l'échelle du pore. Les visualisations des écoulements permettent quant à elles d'interpréter la dynamique des échanges de chaleur lors des transitoires de renoyage. La conception et la réalisation du dispositif sont présentés dans le chapitre suivant et les résultats interprétés dans le chapitre [IV](#).

Chapitre III

Description du dispositif expérimental

L'ambition de ce dispositif expérimental est d'obtenir des visualisations des phénomènes d'ébullition rencontrés dans un milieu poreux chauffant parcouru par un écoulement. Pour cela, un milieu poreux modèle bidimensionnel, formé de cylindres chauffants, a été conçu et réalisé à l'IMFT. Nous présentons dans ce chapitre le cœur de ce dispositif ainsi que la boucle fluide permettant le contrôle des conditions régnant dans la section test (pression, débit, température d'injection. . .) et le contrôle thermique des éléments chauffants.

1 Conception d un milieu poreux modèle "bidimensionnel" chaud

Un faisceau de tubes est un arrangement de tubes en ligne ou en quinconce, entre lesquels peut s'écouler un fluide ou mélange diphasique. Ce type de géométrie se retrouve fréquemment dans la conception des échangeurs de chaleur car il offre une importante surface d'échange de chaleur entre les tubes et le fluide. Le cœur d'un réacteur nucléaire est d'ailleurs basé sur ce principe : l'ensemble des crayons de combustible forment un faisceau de tubes verticaux, libérant un important flux de chaleur récupéré par un écoulement longitudinal.

La configuration se rapprochant le plus du milieu poreux modèle "bidimensionnel" (Figure III.1) et que nous avons réalisée est différente : l'ébullition est étudiée dans un faisceau de cylindres horizontaux, en situations d'ébullition en vase ou d'ébullition convective lorsque le faisceau est parcouru par un écoulement vertical, donc perpendiculaire aux cylindres.

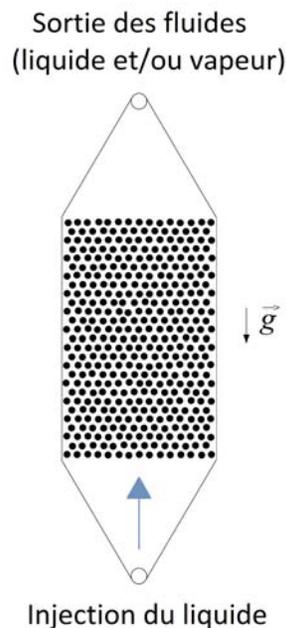


Figure III.1 – Schéma de principe du dispositif expérimental dédié à l'étude de l'ébullition dans un milieu poreux modèle "bidimensionnel".

Contrairement à un lit de particules en trois dimensions, un lit fixe de particules "2D" est constitué d'éléments, dans notre cas cylindriques, qui ne sont pas en contact les uns avec les autres, afin de laisser libres les chemins d'écoulement. La génération d'un milieu "2D" hétérogène requiert une disposition aléatoire des cylindres, obtenue à partir d'un arrangement régulier en quinconce qui est légèrement désordonné à l'aide d'un algorithme dédié. La première étape pour la réalisation d'un tel milieu est le choix des éléments chauffants, dont la géométrie conditionne l'ensemble de la conception.

1.1 Choix des éléments chauffants

1.1.1 Diamètre des éléments imposé par le choix du fluide

Le but de cette expérience étant d'étudier les phénomènes d'ébullition dans des conditions similaires à celles de l'expérience PRELUDE, la géométrie des éléments chauffants doit être choisie en fonction des propriétés du fluide utilisé. La taille caractéristique des éléments constitutifs du milieu poreux doit en effet être telle que les effets capillaires soient comparables à ceux observables sur les expériences menées en lits de billes. Ce critère de choix peut s'exprimer en fonction des longueurs capillaires des fluides utilisés :

$$\frac{D(\text{billes})}{L_{cap}(\text{eau})} \Big|_{\text{PRELUDE}} = \frac{D(\text{cylindres})}{L_{cap}(\text{Fluide})} \Big|_{\text{Milieu poreux modèle}} \quad (\text{III.1})$$

Le fluide choisi pour notre étude est le fluorinert HFE-7000 de la société 3MTM. La principale raison de ce choix est la faible température de saturation de ce fluide ($T_{sat} = 34^{\circ}\text{C}$ à la pression atmosphérique) qui permet d'observer l'ensemble des régimes d'ébullition avec des contraintes thermiques modérées. De plus, ce fluorinert est peu toxique, non-inflammable et diélectrique, ce qui garantit une sécurité importante lors des manipulations. Le HFE-7000 est hydrophile : l'angle de contact statique avec une surface plane en céramique ou en métal est, de même que pour l'eau, proche de 0° . Quant aux effets capillaires, la tension de surface de l'eau à la température de saturation ($58,8 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$ à 100°C) est 4,7 fois supérieure à celle du HFE-7000 ($12,4 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$ à 34°C). Le rapport entre les longueurs capillaires des deux fluides est calculé pour les propriétés évaluées à leurs températures de saturation respectives :

$$\frac{L_{cap}(\text{eau})}{L_{cap}(\text{HFE-7000})} = 2,6045 \quad \text{avec} \quad L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (\text{III.2})$$

D'autre part, plusieurs lits de particules ont été étudiés avec le dispositif PRELUDE, pour des diamètres de billes compris entre D_{min} (billes) = 2 mm et D_{max} (billes) = 8 mm. Le diamètre idéal des cylindres constitutifs du milieu poreux modèle est donc obtenu en fonction du diamètre moyen des billes utilisées dans PRELUDE :

$$D_{idéal}(\text{cylindres}) = \frac{D_{min}(\text{billes}) + D_{max}(\text{billes})}{2} \frac{L_{cap}(\text{HFE-7000})}{L_{cap}(\text{eau})} \quad (\text{III.3})$$

$$D_{idéal}(\text{cylindres}) \approx 1,92 \text{ mm}$$

1.1.2 Détermination du mode de chauffage

Plusieurs techniques ont été envisagées pour produire de la chaleur au sein des éléments cylindriques constitutifs du milieu poreux modèle. Le chauffage par induction est d'emblée éliminé car il est peu pratique pour la visualisation. Avec la circulation d'un fluide chaud (de l'eau par exemple) dans les cylindres, le contrôle thermique est trop complexe pour un grand nombre d'éléments. La solution retenue est donc l'utilisation de l'effet Joule.

Le chauffage uniforme d'une plaque et la diffusion de la chaleur par conduction dans les cylindres est facile à mettre en œuvre mais est également difficile à interpréter d'un point de vue thermique. En effet, les pertes occasionnées sont importantes et la répartition du flux de chaleur fortement dépendante du phénomène observé. Seul le chauffage individuel des cylindres correspond aux besoins de l'expérience. N'ayant pas trouvé de cartouche chauffante cylindrique de dimension satisfaisante (diamètre ou longueur trop importants), nous tentons dans un premier temps de réaliser des cylindres chauffants de diamètre 2 mm, à l'aide de tubes à canaux en céramique et d'un fil résistif. Mais les premiers essais s'avèrent peu concluants car la solution est trop peu efficace du fait de la forte résistance thermique entre le fil chauffant et le tube, malgré l'utilisation de pâtes thermiques.

Hervé Ayrolles, ingénieur d'études à l'IMFT (groupe Signaux-Images) et responsable de la conception des dispositifs électroniques, émet alors l'idée d'utiliser des sondes à résistance de platine afin de fournir la puissance thermique désirée. Les thermomètres à résistance, désignés également par le sigle RTD (pour *Resistance Temperature Detector* en anglais), sont des dispositifs constitués d'un fil de platine dont la résistance électrique varie en fonction de sa température. Ce type de sonde se présente le plus fréquemment sous la forme d'une longue tige cylindrique au bout de laquelle un élément sensible

constitue le capteur. Les dimensions des thermomètres disponibles étant trop importantes (longueurs supérieures à 20 cm et diamètres supérieurs à 2 cm), seul l'élément sensible de la sonde est utilisé comme élément constitutif du faisceau de tubes. Il est composé d'un enroulement de platine scellé dans un revêtement cylindrique en céramique (Figure III.2), de diamètre 2,1 mm et de 7 mm de longueur.

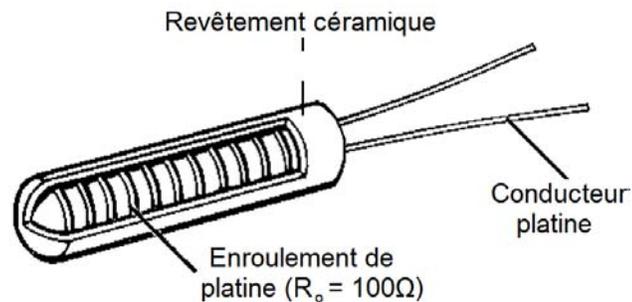


Figure III.2 – Élément sensible d'une sonde à résistance de platine Pt100

La loi de variation de la résistance électrique R de l'enroulement de platine en fonction de la température est connue :

$$R(T) = R_0(1 + \alpha T) \quad (\text{III.4})$$

où R_0 désigne la résistance du fil résistif à 0°C et $\alpha = 0,00385^\circ\text{C}^{-1}$ selon la norme DIN 43760. Le type le plus courant, appelé Pt100, a une résistance R_0 de $100\ \Omega$. La mesure de la résistance permet d'estimer la température de l'élément. En utilisation "classique", de faibles courants constants et continus sont injectés dans le fil résistif afin d'en mesurer la résistance en limitant l'auto-échauffement par effet Joule. Le passage du courant dans le capteur entraîne une élévation de la température qui induit une erreur systématique sur la mesure, utilisée ici à notre avantage : l'idée est d'employer les éléments sensibles des sondes Pt100 non seulement comme éléments chauffants mais aussi comme sondes de température locales.

Afin d'imposer une consigne en flux ou en température à chacun de ces cylindres, la valeur de la tension imposée aux bornes du fil résistif doit être ajustée en permanence car une variation en température implique une variation de la résistance et donc de la valeur du flux de chaleur dissipé par effet Joule. Le système d'asservissement mis en place est décrit dans la section 3.

1.2 Algorithme de génération d'un milieu poreux "2D" hétérogène

La géométrie des éléments chauffants étant désormais fixée, la prochaine étape consiste à générer un faisceau de cylindre présentant des hétérogénéités locales. Pour ce faire, un domaine contenant des disques à intervalles réguliers est tout d'abord défini.

Arrangement régulier en quinconce

Plusieurs arrangements possibles pour une disposition de tubes en quinconce sont présentés dans la figure III.3. Chacune de ces configurations est caractérisée par deux paramètres : le diamètre du tube D et le pas P . Nous choisissons un arrangement de base où les cylindres sont placés aux sommets d'un triangle équilatéral : il s'agit de la configuration (TE) décrite dans la figure III.3(b). Le pas triangulaire initial est de 3,33 mm, ce qui correspond à une distance minimale de passage entre deux cylindres de 1,33 mm. 392 cylindres sont ainsi placés à l'intérieur d'un domaine de 50 mm de large et de 80 mm de long. Le milieu généré a une porosité de 0,65.

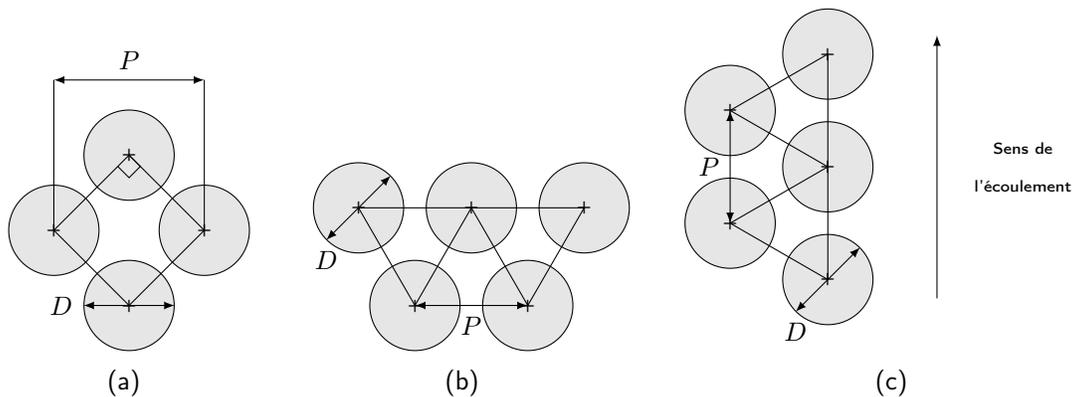


Figure III.3 – Géométries d'une cellule unitaire d'un faisceau de tubes pour différents arrangements en quinconce : (a) Carré (C); (b) Triangle équilatéral (TE); (c) Triangle équilatéral inversé (TEI).

Déplacement aléatoire des cylindres

L'étape suivante consiste à déplacer aléatoirement les cylindres. L'algorithme utilisé est présenté dans la figure III.4. Un cylindre est tiré au hasard parmi l'ensemble des cylindres

non encore déplacés puis est déplacé suivant un vecteur de longueur et de direction choisies aléatoirement. Le déplacement est validé et appliqué si la nouvelle position respecte une distance minimale $D_{min} = 0,6 \text{ mm}$ avec les autres éléments ainsi qu'une distance minimale $D_{min}/2$ avec les limites du domaine : aucun cylindre ne peut se superposer aux autres ni sortir du domaine. Cette opération est répétée un grand nombre de fois (100 itérations sur chaque cylindre) afin de générer un désordre général. La disposition obtenue et l'histogramme des distances entre éléments sont présentés respectivement dans les figures III.5 et III.6.

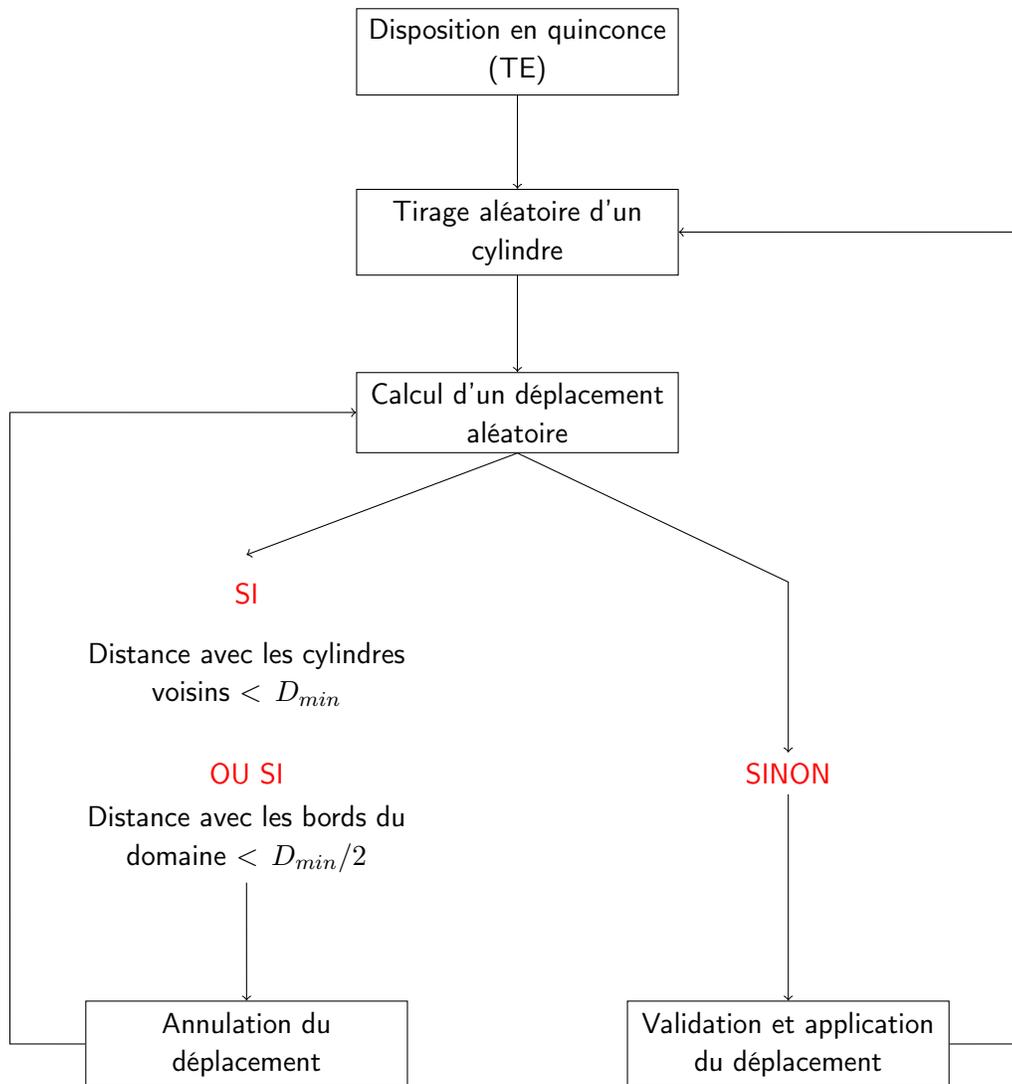
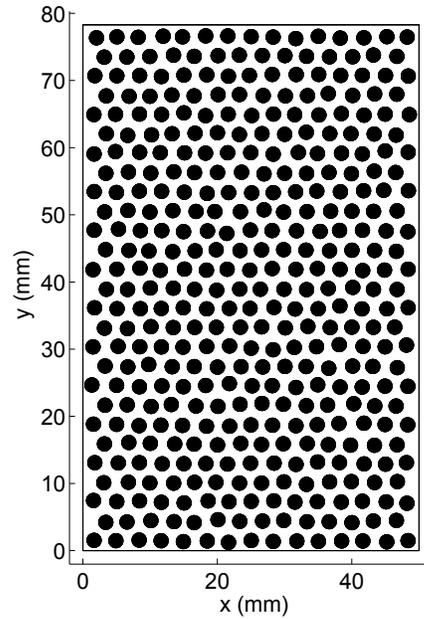


Figure III.4 – Algorithme de génération d'un milieu "2D" hétérogène

Faisceau

y (mm)

Faisceau de 392 cylindres chauffants



(a)

(b)

Figure III.5 – (a) Arrangement en quinconce de 392 cylindres; (b) Milieu poreux modèle "bidimensionnel"

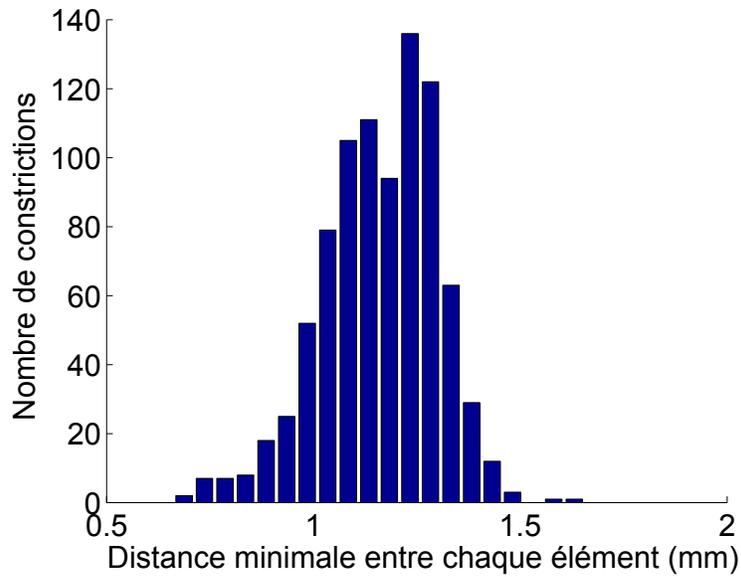


Figure III.6 – Histogramme des distances minimales entre chaque élément

1.3 Réalisation de la section test

La conception d'une section test permettant l'étude des différents régimes d'ébullition sur le faisceau de cylindres présenté dans la figure III.5(b) nécessite de relever plusieurs défis techniques :

- Tenue mécanique aux fortes températures et aux chocs thermiques ;
- Visualisation des écoulements ;
- Limitation des pertes thermiques ;
- Etanchéité garantie au niveau des 392 sondes.

1.3.1 Mise en position des cylindres chauffants

Les cylindres chauffants sont disposés entre deux plaques de céramique. Les céramiques techniques non seulement résistent mécaniquement aux importants chocs thermiques rencontrés lors de la crise d'ébullition mais présentent aussi l'avantage de très peu se dilater sur cet intervalle de température. Ces matériaux correspondent parfaitement à nos besoins mais sont onéreux, difficiles à usiner et fragiles. Le montage final (Figure III.8) est constitué d'une plaque en céramique blanche Macor dans laquelle sont usinés la forme de la section d'écoulement ainsi que les trous pour l'injection et la sortie des fluides. Une plaque en céramique Vycor transparente scelle la section test tout en permettant une visualisation des écoulements diphasiques. Les deux plaques sont percées de la même matrice de 392 trous de 2,1 mm de diamètre. Les cylindres chauffants sont insérés à travers la plaque Macor percée de trous débouchants et maintenus en position grâce aux trous borgnes percés dans la plaque Vycor. Le faisceau de cylindres est précédé d'un divergent permettant d'obtenir un front liquide plat lors du remplissage ou du renoyage du milieu poreux modèle. Un divergent permet d'évacuer le mélange diphasique en sortie vers le point haut de la section. Les plans détaillés de ces deux plaques sont fournis dans l'annexe B.

La céramique Macor est usinable avec des outils conventionnels si bien que seule la matière est commandée, les opérations de surfacage et de perçage sont réalisées à l'IMFT à l'aide d'une fraiseuse numérique (gain de temps, pièce moins onéreuse). Cependant, les vitesses d'outil et d'avance atteignables avec cette machine ne sont pas suffisamment faibles pour éviter la formation de micro-fissures lors du perçage des trous débouchants, ce qui, comme nous le verrons dans la suite, fut la cause de rupture d'une pièce. L'usage de la céramique Vycor, semblable à du quartz, est quant à elle confiée à un verrier.

1.3.2 Maintien en position et étanchéité

Assemblage des plaques en céramique

Afin d'assurer le maintien en position et l'étanchéité de l'assemblage des deux plaques céramique, deux solutions sont envisagées. La première est l'utilisation d'un joint plat en graphite expansé comprimé par un serrage uniforme. Cette solution présente l'avantage d'être démontable et ajustable mais s'avère inadaptée à notre montage. Le premier serrage réalisé était insuffisant pour garantir l'étanchéité. Le couple de serrage appliqué à l'aide d'une clé dynamométrique fut alors augmenté, ce qui eut pour fâcheuse conséquence de provoquer la rupture de la plaque Vycor.

La solution retenue est le collage à l'aide d'une résine époxyde basse viscosité. Le collage étant définitif et ne permettant pas un repositionnement des plaques, le protocole de montage de cette section requiert un positionnement précis de sorte que les deux matrices de trous soient en correspondance. La mise en position des deux pièces est assurée à l'aide de 20 forets servant de guides aux céramiques (Figure III.7). Le maintien en position est quant à lui obtenu par le dépôt d'un film fin de résine époxyde sur l'épaulement usiné dans le Macor pour accueillir la plaque transparente en Vycor. La forte tension superficielle de la résine l'empêche de couler à l'intérieur de la section test car elle est maintenue au niveau de l'épaulement par capillarité.

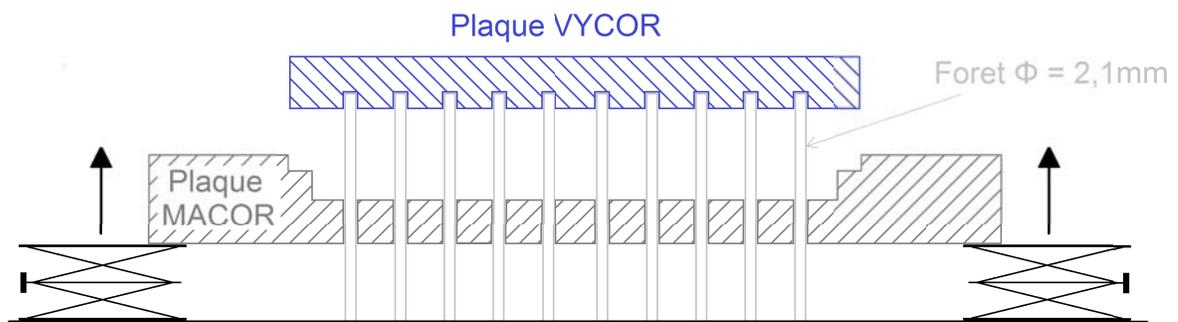


Figure III.7 – Protocole de montage de la section test

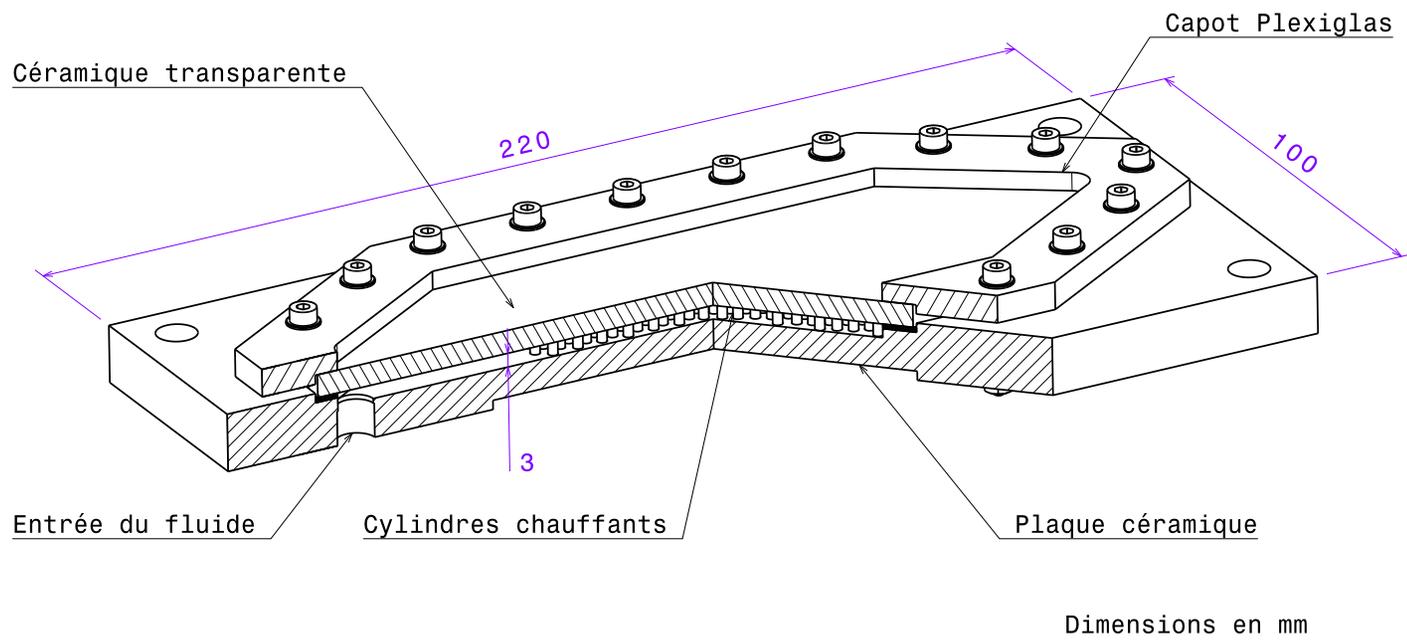


Figure III.8 – Vue tronquée de la section test

Assemblage des cylindres chauffants

L'étanchéité et le maintien en position des cylindres chauffants sont également complexes car le montage doit être démontable, afin de pouvoir récupérer les sondes. Plusieurs ciments, colles et résines ont été testés. Les ciments céramique n'ont pas permis, malgré un dégazage et l'ajout d'un durcisseur, d'empêcher les fuites car ils sont bien trop visqueux. La résine époxyde faible viscosité est donc employée à nouveau pour réaliser l'étanchéité au niveau des fils sortants des cylindres chauffants (Figure III.9). Cette opération est longue et fastidieuse car elle s'effectue en deux étapes pour chacune des 392 sondes : 2 gaines sont successivement positionnées puis remplies par cette résine qui nécessite au moins 24h de séchage à température ambiante, durant lesquelles les sondes doivent être maintenues "têtes en haut" pour éviter que la colle ne coule sur la sonde. Le résultat obtenu permet non seulement d'empêcher les fuites le long des fils mais également de rigidifier la base des sondes qui est très fragile.

Après insertion de chaque sonde dans la section test via les trous débouchants de la plaque Macor, le montage est maintenu en position grâce à l'ajout d'une résine polyuréthane plus visqueuse qui finit d'étanchéifier la zone d'écoulement du HFE-7000 (Figure III.10). Cette résine nécessite d'être chauffée dès son application pour polymériser rapidement et éviter qu'elle ne coule à l'intérieur de la section. Les sondes sont donc insérées par lignes, soit quinze éléments, puis recouvertes de résine qui est ensuite séchée à l'aide d'un pistolet à chaleur. Dans un souci de rapidité, le réglage du pistolet à chaleur est dans un premier temps réglé à 400°C (temps de séchage d'environ dix minutes), ce qui a provoqué la propagation d'une micro-fissure dans le Macor, très certainement due à l'usinage trop rapide, la céramique étant sensée supporter des températures supérieures à 800°C. A la suite de cette erreur, l'usinage du Macor est également confié à un verrier. Les délais de livraison et les erreurs commises expliquent le temps important consacré à la mise au point de cette section test.

Afin de contrôler la température d'injection, le débit et la pression, et d'assurer la condensation de la vapeur créée, ce milieu poreux modèle est inséré dans une boucle fluide fermée décrite dans la section suivante.

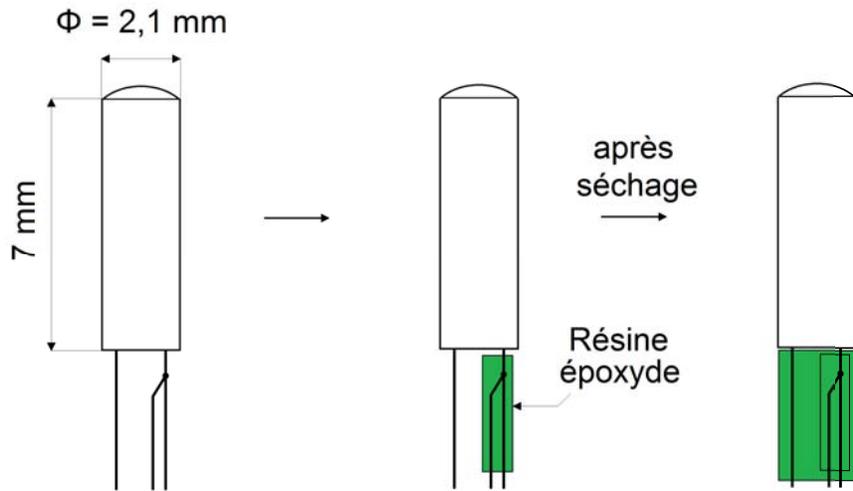


Figure III.9 – Réalisation de l'étanchéité au niveau des fils d'une sonde Pt100

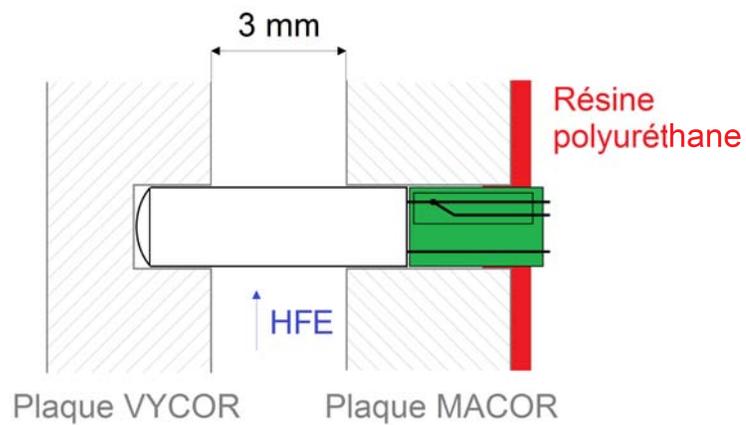


Figure III.10 – Montage, maintien en position et étanchéité d'un cylindre chauffant

2 La boucle fluide

2.1 Fonctionnement de la boucle fermée

La boucle fluide présentée dans les figures III.11 et III.12 est mise au point pour contrôler les conditions d'étude de l'ébullition et du renoyage.

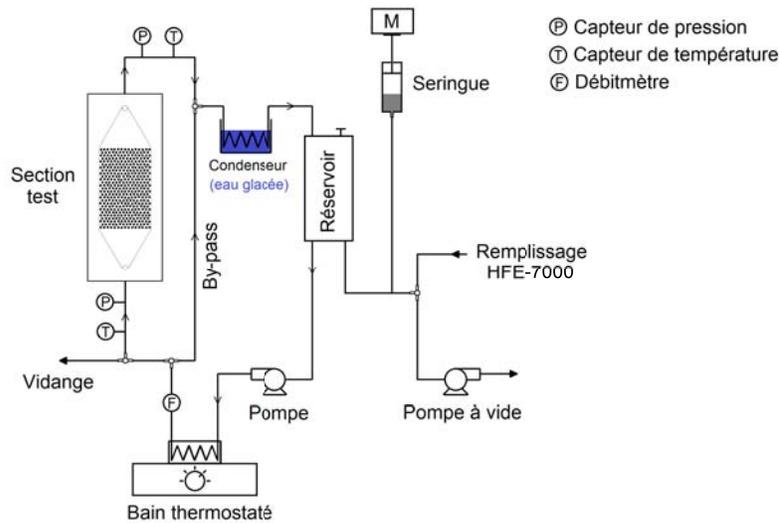


Figure III.11 – Boucle fluide

Le fluide est mis en mouvement à l'aide d'une pompe à engrenage, dont la tête est constituée d'acier inoxydable et de dents en PTFE chimiquement inertes. Ainsi, aucune lubrification n'est utilisée ce qui permet de ne pas polluer le HFE-7000 dont la température de saturation serait fortement altérée par la présence d'huile. L'entraînement magnétique de la tête de pompe garantit un débit volumique sans pulsation. Le choix du débit délivré par la pompe s'effectue grâce au réglage de la vitesse de rotation du moteur. Le fluide circule ensuite dans un serpentin plongé dans un bain à remous thermostaté, de manière à sélectionner la température d'injection dans la section test. Un second serpentin, plongé dans un bain d'eau glacée, permet de recondenser la vapeur créée lors de l'ébullition. Un réservoir fait office de chambre de tranquillisation où les gaz incondensables (de l'air principalement) éventuellement présents dans la boucle sont piégés, puis évacués grâce à une valve à pilotage manuel placée sur le chapeau du réservoir. La recondensation de la vapeur n'étant pas assez efficace en cas de forte ébullition, la pression dans la boucle augmente significativement - jusqu'à 0,8 bar au-dessus de

la pression atmosphérique - ce qui a pour effet principal de changer la température de saturation du HFE. Afin de contrôler la pression statique, un système rudimentaire est réalisé à l'aide d'une seringue, sur le piston de laquelle une force est appliquée. Cela permet de maintenir une pression quasi-constante dans la boucle, légèrement supérieure à la pression atmosphérique pour empêcher l'entrée d'air dans le système par d'éventuels canaux de fuite.

Le remplissage de ce dispositif s'effectue grâce à une pompe à vide : la boucle fluide est dans un premier temps dépressurisée, le HFE est ensuite aspiré à l'intérieur. Cette opération permet d'extraire la quantité maximale d'air et d'éviter que trop de gaz incondensable ne se dissolve dans le liquide. Il est en effet primordial d'étudier l'ébullition avec un fluide "dégazé", sans quoi la température de saturation ne peut être connue avec précision. C'est pourquoi, avant toute étude, notre dispositif expérimental est utilisé pour extraire, piéger et évacuer les incondensables contenus dans le HFE. Les températures en entrée et sortie de la section test sont mesurées et affichées sur des cadrans analogiques.

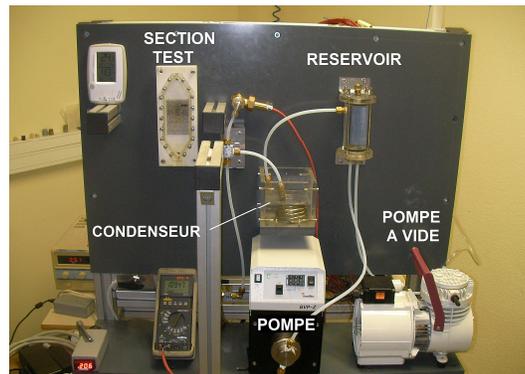


Figure III.12 – Photographie de la boucle fluide

2.2 Acquisition du débit et de la pression

Le débit et la pression statique en amont de la section test sont relevés en temps réel à l'aide d'une carte d'acquisition reliée à un ordinateur, contrairement à la pression en sortie qui est seulement affichée sur un cadran analogique. La mesure simultanée des pressions en amont et en aval de la section est en effet impossible à cause d'un conflit entre les adresses des deux capteurs de pression qui n'a pu être résolu pour le moment.

La courbe caractéristique de la pompe présentée dans la figure III.14 montre que le débit augmente de manière linéaire avec la vitesse du moteur, excepté pour de faibles

débites (< 50 tours/min). Malgré l'arrêt de la pompe, si une différence de pression (hydrostatique par exemple) existe entre l'entrée et la sortie de la pompe, un faible débit peut traverser le train d'engrenage. La présence d'un by-pass permet d'éviter le phénomène de vase communicant : il est possible de maintenir un niveau de liquide constant dans la section test.

La pression relative en entrée de la section est ainsi relevée pour un front liquide maintenu à différentes hauteurs dans le faisceau de cylindres. Lors de ces essais, la valve du réservoir est ouverte ; l'air contenu dans la boucle est donc à pression atmosphérique. Les mesures collectées permettent de déterminer la pression régnant au sein du milieu poreux à partir du relevé de la pression en amont P_{mes} :

$$P(y) = P_{mes} - \left(P(y=0) + y \frac{dP}{dy} \right) \quad (III.5)$$

La perte de charge induite par la circulation du fluide dans le milieu poreux est mesurée pour différents débits (Figure III.13). Mais les capteurs utilisés, précis à 1 mbar, ne permettent pas de capter les variations de pression générées par le frottement fluide. Les faibles variations de pressions dues au débit liquide, de l'ordre de quelques mbar, sont négligées pour l'estimation de la pression utilisée pour le calcul de la température de saturation.

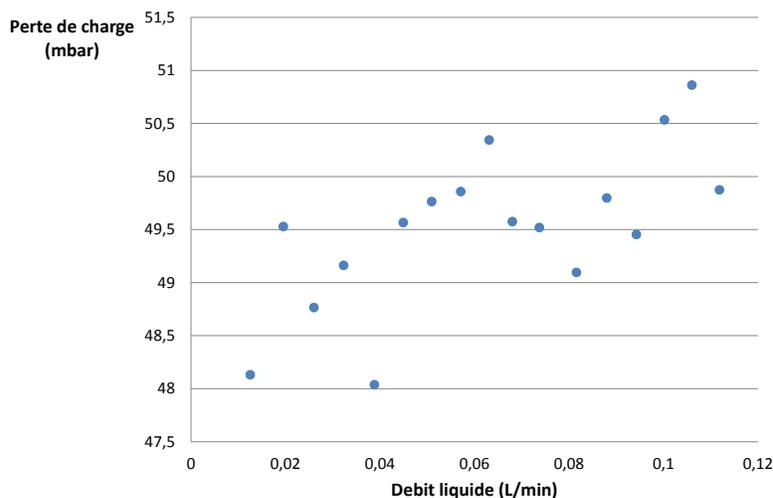


Figure III.13 – Mesure de la perte de charge pour différents débits

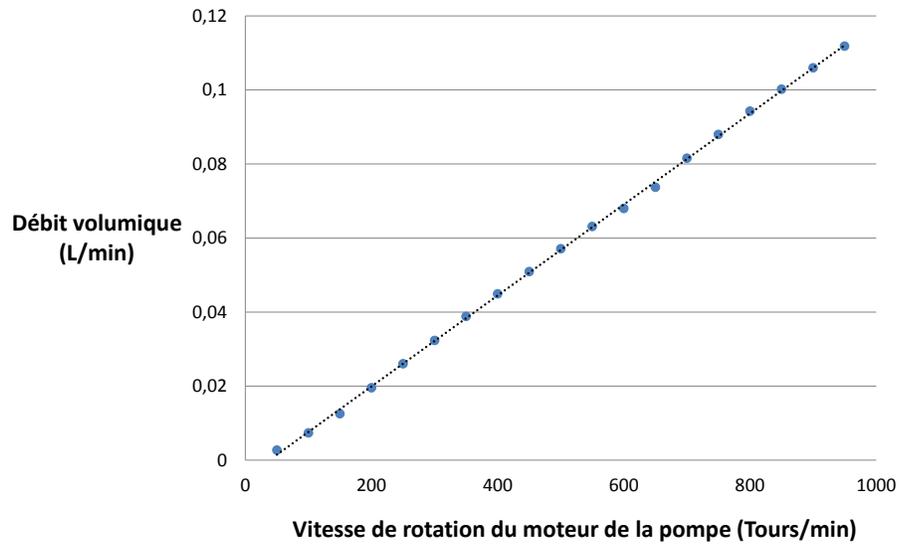


Figure III.14 – Débit volumique délivré par la pompe à engrenage

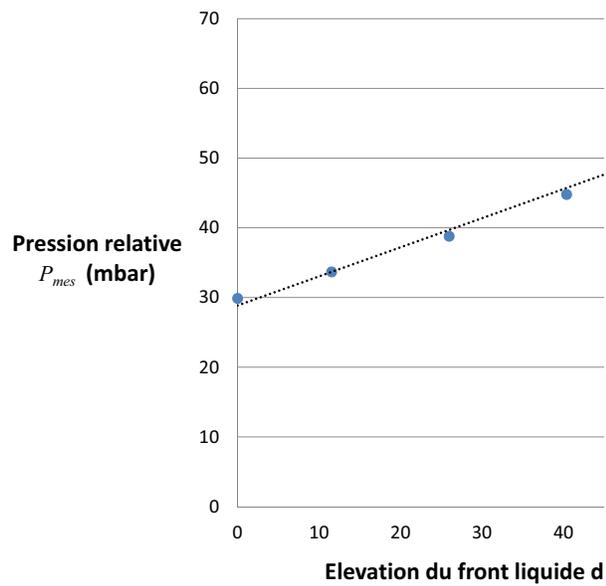


Figure III.15 – Mesure de la pression relative en entrée de la section test pour différents niveaux de remplissage du faisceau de cylindres

3 Contrôles et relevés thermiques

Une fois le milieu poreux modèle réalisé, la puissance thermique doit être délivrée à chaque élément. L'énergie nécessaire au chauffage par effet Joule est fournie par une alimentation stabilisée. Or, du fait de la variation de la résistance en fonction de la température (Eq. III.4), il convient d'ajuster en permanence la valeur de la tension imposée aux bornes des cylindres chauffants pour délivrer, par exemple, un flux thermique constant : une variation de température engendre une variation de la résistance du fil de platine et donc du flux dégagé par effet Joule ($Q = R(T)I^2$). Les sondes à résistance sont connectées à l'alimentation, individuellement ou par groupes de 4 ou 5 sondes, par l'intermédiaire de modules de contrôle (Figure III.16). Le rôle de ces modules est d'imposer une consigne (en flux ou en température) aux sondes quelles que soient les perturbations.

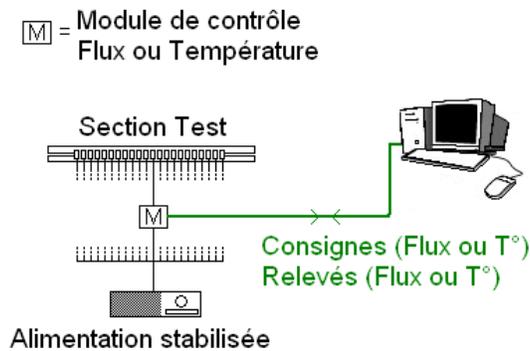


Figure III.16 – Contrôle thermique des éléments chauffants et relevés thermiques

3.1 Conception d'un module de contrôle

Un système d'asservissement est conçu et réalisé au laboratoire par Hervé Ayrolles puis testé dans un premier temps sur un cylindre unique. La boucle de régulation mise au point est présentée schématiquement dans la figure III.17. Ce premier module intègre un calculateur numérique, cadencé par un micro-processeur à 1000 Hz, dont le rôle est d'asservir la valeur de la tension imposée aux bornes de la sonde Pt100 comprise dans le *circuit analogique*.

Le circuit analogique comprend l'actionneur (l'alimentation stabilisée) ainsi que le système à asservir : la sonde Pt100. Le but du système d'asservissement est de contrôler en permanence la tension transmise à la sonde pour suivre la consigne imposée. Pour cela, les mesures de la tension U_m aux bornes de la sonde et de l'intensité I_m la traversant sont analysées par le calculateur numérique pour obtenir les données du flux de chaleur Q_m et de la température de l'élément T_m :

$$Q_m = U_m \cdot I_m$$

$$T_m = \frac{R(T_m) - R_0}{\alpha R_0} = \frac{\frac{U_m}{I_m} - R_0}{\alpha R_0} \quad (\text{III.6})$$

Ces valeurs sont ensuite envoyées à un ordinateur grâce à un boîtier d'acquisition ; la valeur contrôlée est soustraite à la consigne (Q_c ou T_c) pour obtenir l'erreur de commande $E(t)$:

$$E(t) = Q_c - Q_m(t) \quad \text{ou} \quad E(t) = T_c - T_m(t) \quad (\text{III.7})$$

Le rôle du régulateur est de fournir la correction adéquate à appliquer à la tension U_0 délivrée par l'actionneur pour réduire l'écart avec la consigne. Le choix de ce correcteur est donc primordial. Une analyse rapide de notre système permet de déterminer les actions nécessaires au bon suivi d'une consigne en flux. D'un point de vue thermique, la sonde se comporte comme un système d'ordre 1. En notant s la variable de Laplace, sa fonction de transfert F_{sonde} s'exprime donc :

$$F_{sonde}(s) = \frac{K_{sonde}}{1 + \tau s} \quad (\text{III.8})$$

Alors en notant F_r la fonction de transfert du régulateur, la fonction de transfert $FTBF$ de la boucle de contrôle fermée (Figure III.17) est :

$$FTBF(s) = \frac{Q_m(s)}{Q_c(s)} = \frac{F_r(s)K_{sonde}}{1 + \tau s + F_r(s)K_{sonde}} \quad (\text{III.9})$$

Cette expression permet de prédire la réponse à un échelon ΔQ_c sur la consigne en puissance grâce à la relation suivante :

$$Q_m(s) = \frac{F_r(s)K_{sonde}}{1 + \tau s + F_r(s)K_{sonde}} \frac{1}{s} \Delta Q_c \quad (\text{III.10})$$

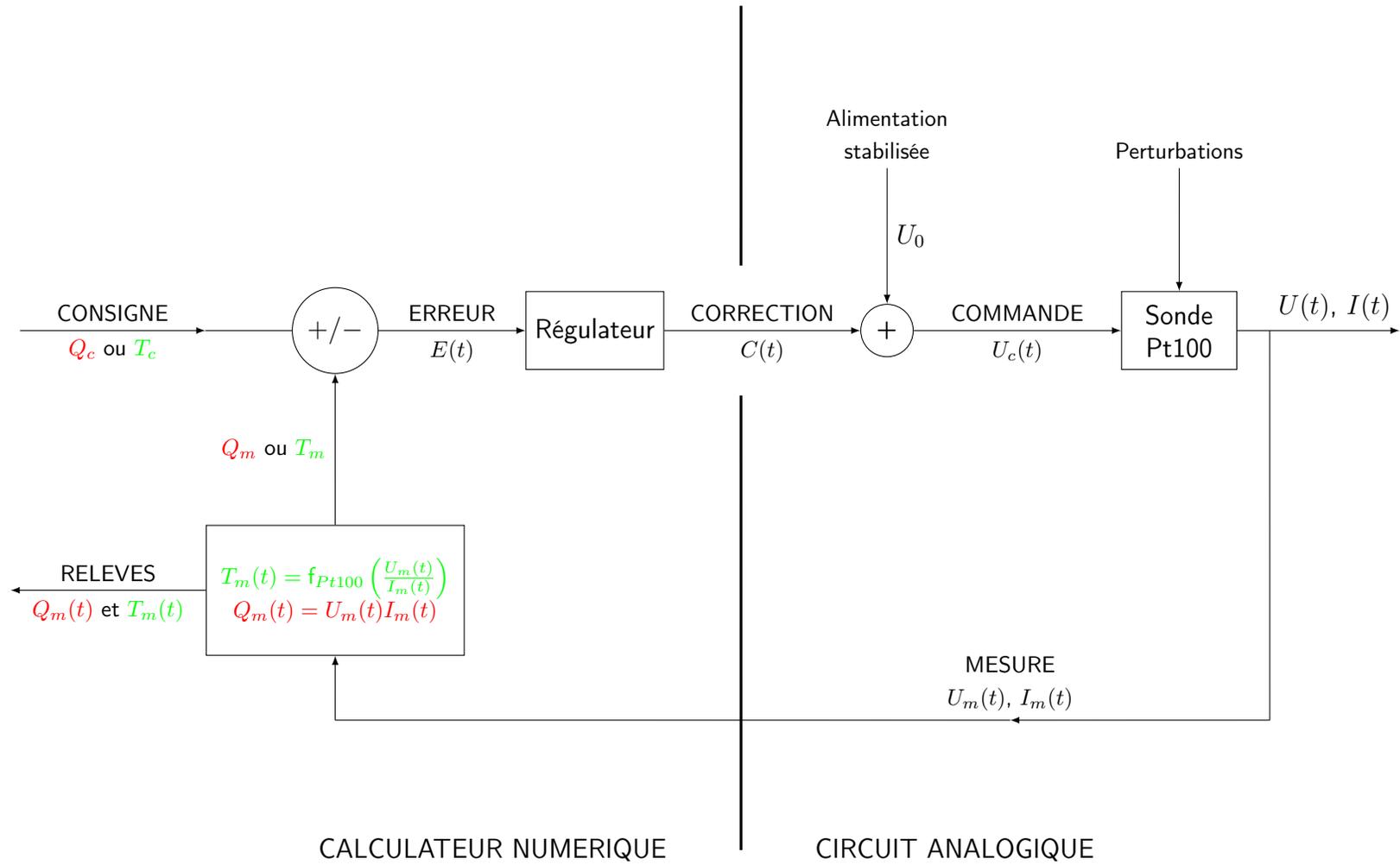


Figure III.17 – Boucle de contrôle

La valeur limite de ce signal pour $t \rightarrow \infty$ est donnée par le théorème de la valeur finale :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} Q_m(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sQ_m(s) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{F_r(s)K_{sonde}}{1 + F_r(s)K_{sonde}} \Delta Q_c \quad (III.11)$$

si bien que si l'on choisit un simple *régulateur proportionnel* de gain K_r , la valeur du flux transmis à la sonde ne correspond pas à la valeur souhaitée, il persiste une *erreur statique* non nulle en régime permanent :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} Q_m(t) = \frac{K_r K_{sonde}}{1 + K_r K_{sonde}} \Delta Q_c \quad (III.12)$$

Pour éviter ce problème, une *action intégrale* est ajoutée au régulateur :

$$F_r(s) = K_r + \frac{K_i}{s} \quad \lim_{t \rightarrow \infty} Q_m(t) = \Delta Q_c \quad (III.13)$$

Ainsi, pour une consigne constante en flux, les actions P et I permettent de répondre précisément et rapidement. L'action proportionnelle corrige de manière instantanée, donc rapide, tout écart avec la consigne : elle permet de vaincre l'inertie du système. L'action intégrale permet quant à elle d'éliminer l'erreur de suivi : elle garantit la précision en régime établi. De plus, en intégrant le signal d'erreur sur une durée $\frac{1}{K_i}$, elle filtre la variable à régler et atténue l'impact du bruit de mesure. Le choix des valeurs K_r et K_i dépend du régime à étudier : pour le régime d'ébullition de transition, une grande rapidité est requise (grand K_r) alors que des relevés de température effectués pour le régime bien plus stable de l'ébullition nucléée requièrent une précision importante (K_r faible et K_i grand).

Le schéma du régulateur PI (Proportionnel Intégral) intégré dans le calculateur numérique est présenté sur la figure III.18. Une fois les éléments nécessaires à la confection des modules identifiés, ils sont commandés en grande quantité, de manière à réaliser 100 modules de contrôle.

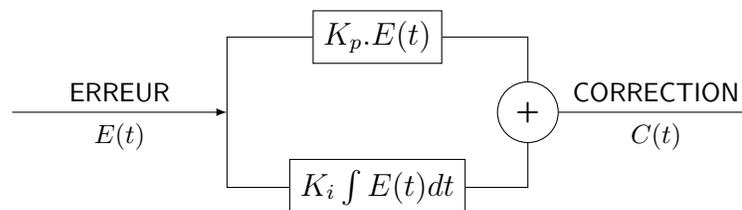


Figure III.18 – Regulateur Proportionnel - Intégral

3.2 Réalisation des modules et branchement des sondes

L'ensemble des modules (Figure III.21) sont entièrement réalisés au laboratoire par Hervé Ayrolles qui assemble et soude les composants électroniques sur des circuits imprimés. Une carte PCB (*Printed Circuit Board*) de dimension $10 \times 4 \text{ cm}^2$ accueille quatre calculateurs numériques pouvant contrôler une ou plusieurs sondes (Figure III.19). L'idée est en effet de ne construire que 100 modules, chacun d'entre eux étant capable de contrôler plusieurs cylindres chauffants montés en parallèle. Le montage en parallèle permet de répartir équitablement la puissance fournie et d'assurer l'égalité des températures des sondes du groupe. Si l'un des fils de platine s'échauffe plus que les autres, sa résistance augmente si bien qu'il reçoit une quantité de chaleur inférieure aux autres cylindres : pour une tension U constante aux bornes du groupe de sondes, chaque cylindre reçoit un flux de chaleur $Q = \frac{U^2}{R(t)}$.

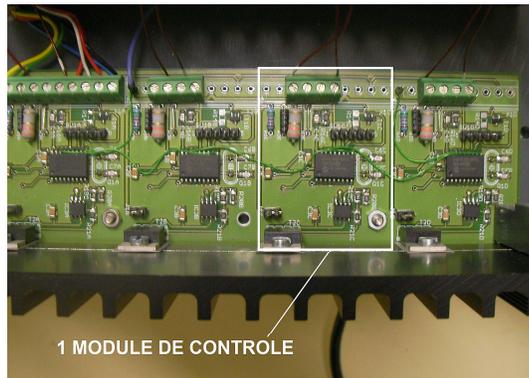


Figure III.19 – Photographie de quatre modules de contrôles

La répartition des cylindres contrôlés individuellement et en groupe est présentée sur la figure III.20. Dans la section test étudiée dans ce manuscrit, 203 cylindres sont chauffés, dont 20 individuellement répartis sur la partie supérieure du milieu. Le faisceau de cylindres non chauffé en amont de la zone de chauffage permet d'établir l'écoulement monophasique liquide en entrée : du fait du faible espacement entre les deux plaques de céramique (3 mm), la rencontre des deux couches limites génère des gradients de vitesse dans la direction normale aux plaques. L'écoulement dans le milieu étudié n'est donc pas parfaitement 2D.

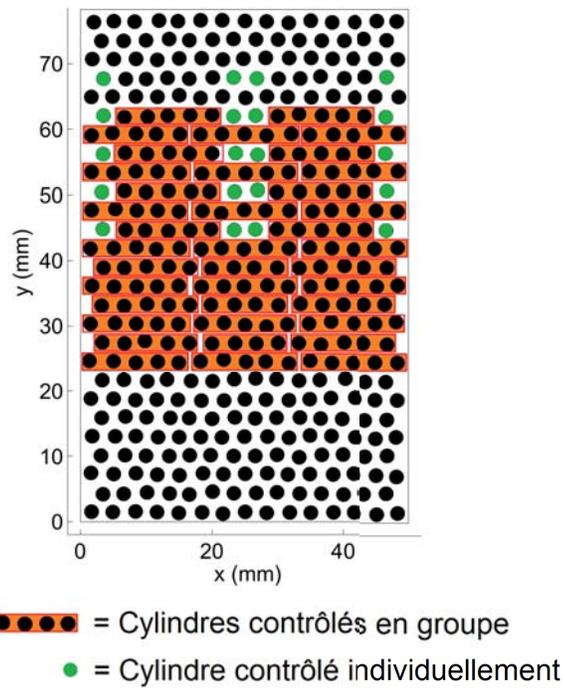


Figure III.20 – Répartition des cylindres chauffés individuellement et en groupe

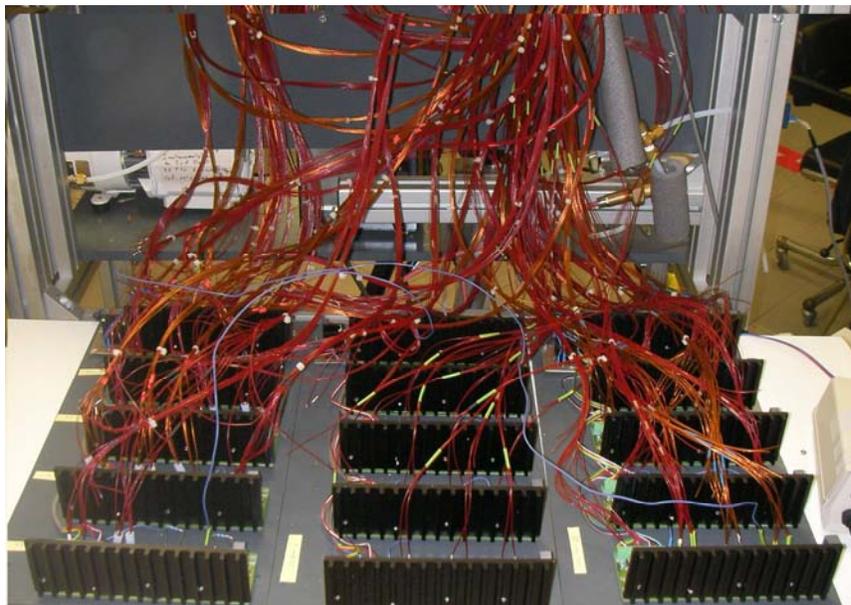


Figure III.21 – Branchement des modules de contrôle

4 Visualisation des écoulements diphasiques

La visualisation des écoulements dans la section test s'effectue avec une caméra rapide (PCO Dimax). Le principal problème lié à cette acquisition est l'éclairage : l'ombroscopie n'étant pas envisageable du fait des nombreux fils sortant de la section (Figure III.23), la source lumineuse ne peut se trouver que du côté de la plaque Vycor transparente. Or pour éviter le phénomène de flou de bougé, une acquisition haute vitesse avec un faible temps d'exposition ($t_{expo} \approx 1$ ms) est nécessaire. Cela requiert notamment une intensité lumineuse importante (éclairage LED) qui ne peut donc être fournie que par un faisceau incident sur la céramique transparente.

Dans le premier montage testé, l'angle d'incidence est important (45° environ), de manière à ce que le faisceau réfléchi n'impacte pas l'objectif de la caméra. Les inconvénients de cette méthode sont la non-uniformité de l'éclairage et surtout la création d'ombres au niveau des cylindres. Pour éviter ces problèmes, un éclairage annulaire est utilisé. Cette solution est satisfaisante mais occasionne de nombreux reflets qui empêchent de discerner les interface liquide-gaz (Figure III.24(a)). L'adjonction d'un filtre polarisant à l'objectif de la caméra et l'utilisation de lumière polarisée permettent d'éliminer les reflets produits au niveau de la plaque transparente. Le principe de ce montage, exposé sur la figure III.22, est basé sur le fait que tout reflet vitreux est polarisé. En bloquant les ondes polarisées dans l'axe du filtre, les rayons réfléchis sur la surface polie de la céramique ne polluent plus la visualisation (Figure III.24(b)).

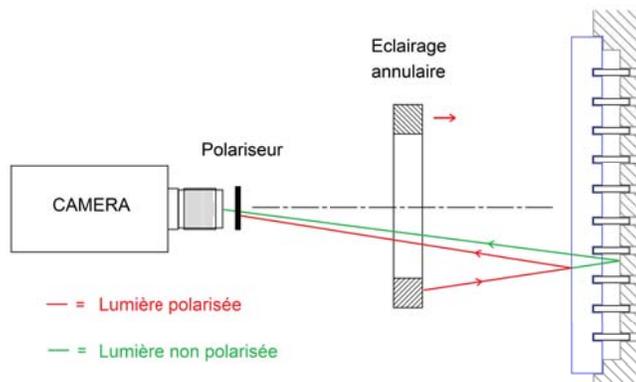
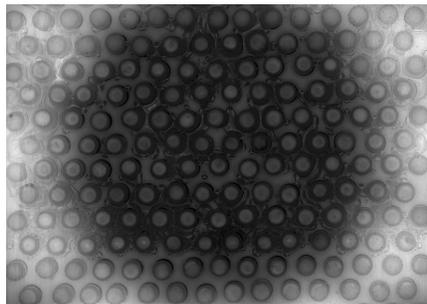


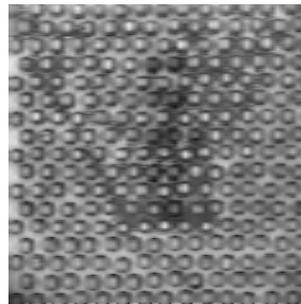
Figure III.22 – Principe de la visualisation avec lumière polarisée



Figure III.23 – Photographie de l'arrière de la section test



(a)



(b)

Figure III.24 – Acquisition d'image sans (a) et avec (b) polariseur

5 Conclusion

Le développement du dispositif expérimental a représenté une partie très importante de ce travail de thèse : la conception aussi bien que la réalisation ont nécessité de franchir un grand nombre d'obstacles inattendus. Le résultat est une expérience fonctionnelle qui permet de contrôler et mesurer plusieurs facteurs influents dans les phénomènes d'ébullition convective :

- Acquisition et contrôle temps réel du flux et de la température des éléments chauffants constitutifs du milieu poreux modèle ;
- Acquisition de la pression (entrée et sortie de la section test) ;
- Acquisition et contrôle du débit liquide et de la température d'injection ;
- Visualisation de l'écoulement diphasique.

Le milieu poreux "bidimensionnel" créé présente de fortes similitudes avec les faisceaux de tubes horizontaux, géométrie sur laquelle l'ébullition convective et les écoulements diphasiques sont étudiés expérimentalement depuis les années 50. Une rapide revue bibliographique des études menées sur des faisceaux de tubes arrangés en quinconce est présentée dans le tableau III.25. La principale différence est la dimension des tubes utilisés : diamètres (de 7,94 à 19,05 mm) et surtout longueurs bien supérieures à celles de notre étude, où l'espacement entre les plaques n'est que de 3 mm. Mais l'originalité du dispositif développé réside surtout dans la possibilité, en changeant les consignes et le branchement des sondes, de chauffer le milieu poreux de la manière souhaitée. Dans ce manuscrit ne sont présentés que les résultats obtenus avec le branchement présenté sur la figure III.20, montage grâce auquel de nombreuses situations peuvent déjà être simulées. Le chapitre IV est dédié à l'interprétation de ces résultats.

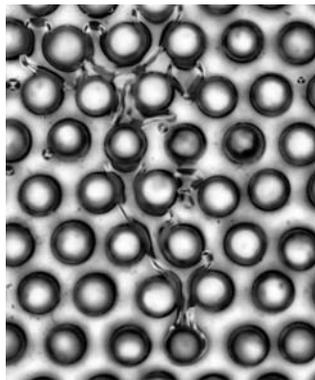
Auteurs	Diamètre D mm	Pas/Diamètre P/D	Longueur des tubes L_{tube} mm	Faisceau	Fluide
Diehl (1957) [43]	19,05	1,33	-	(TE)	Mélange eau-air
Cumo <i>et al.</i> (1980) [36]	13,6	1,25	–	3x3 (C)	R12
Cornwell <i>et al.</i> (1982) [35]	19	1,33	25,4	241 cylindres (TE)	R113
Jensen <i>et al.</i> (1989) [76]	7,94	1,3	82,6	5x27 (TE)	R113
<i>et al.</i> () []					
Marto et Anderson (1992) [106]	15,9	1,2	203	15 cylindres (TE)	R113
Webb et Chien (1994) [145]	16,8	1,42	–	(TE)	R113
Memory <i>et al.</i> (1995) [107]	15,9	1,2	190	15 cylindres (TE)	R114 (+ huile)
Fujita <i>et al.</i> (1997) [57]	14	1,29 – 1,5	–	(TE)	R113
Roser <i>et al.</i> (1999) [126]	19,05	1,33	500	5x18 (TE)	n-pentane
Qiu et Liu (2004) [116]	18	1,027 – 1,22	100	18 tubes (TE)	Eau salée
Liao et Liu (2007) [90]	18	1,2 – 2	180	15 tubes (TE)	Eau
Aprin <i>et al.</i> (2011) [1]	19,05	1,33	500	45 tubes (TEI)	n-pentane, propane, iso-butane

Figure III.25 – Etudes expérimentales sur des faisceaux de tubes lisses horizontaux arrangés en quinconce

Chapitre IV

Présentation et interprétation des résultats

La première configuration d'écoulement étudiée consiste à étudier le renoyage d'un milieu sec surchauffé, afin de caractériser la dynamique du renoyage et de visualiser les régimes rencontrés. Dans la seconde configuration, le milieu est initialement saturé en liquide. En transmettant une puissance thermique aux éléments cylindriques, l'apparition de l'ébullition et les différents régimes sont observés. Le contrôle en température permet également d'obtenir des relevés thermiques dans le régime de transition. L'ensemble des mesures sont effectuées, dans cette configuration, en *régime permanent*. Afin d'estimer les pertes thermiques et les échanges effectifs par ébullition entre les éléments surchauffés et le fluide, un réseau résistif thermique est mis au point.



1 Interprétation des mesures thermiques en régime permanent

Pour l'établissement de courbes de Nukiyama, les mesures thermiques au niveau des fils résistifs des sondes RTD ne sont pas suffisantes : nous cherchons à estimer pour chaque cylindre la température de paroi ainsi que le flux échangé avec le fluide, en vue de caractériser l'échange thermique par ébullition à *la paroi*. Dans cette section sont présentées les étapes suivies pour évaluer ces données grâce aux relevés de température des fils de platine.

1.1 Etalonnage des sondes

Pour effectuer l'étalonnage des sondes à résistance de platine, la section test est placée dans une salle sans source de chaleur durant toute une nuit. L'hypothèse est faite que tous les éléments sont alors à une même température T_m , à laquelle correspond une valeur de résistance R_m , dont la valeur est estimée grâce à la mesure à l'ohmmètre des résistances des N sondes :

$$R_m = R_0(1 + \alpha T_m) \quad \text{où :} \quad R_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i \quad (\text{IV.1})$$

où $R_0 = 100 \Omega$ est la résistance théorique des fils de platine à 0°C . Le coefficient α , qui est une caractéristique du platine, est supposé identique pour toutes les sondes : $\alpha = 0,00385^\circ\text{C}^{-1}$. Pour chaque cylindre ou groupe de cylindres supposé être à T_m , $R_0(\text{sonde } i)$ est évalué à l'aide de l'expression (IV.2). Cela permet d'interpréter correctement la résistance mesurée pour chaque sonde.

$$R_0(\text{sonde } i) = \frac{R_i}{1 + \alpha T_m} \quad (\text{IV.2})$$

La présence de l'opérateur dans la pièce lors des relevés influe sur la mesure en cela que la chaleur qu'il dégage augmente la température de la pièce. Deux séries de mesures sont effectuées, de manière à estimer cette variation. La différence maximale observée est de $0,01 \Omega$, ce qui correspond à une erreur probable de $0,026\text{K}$ sur la mesure de la température. L'erreur de mesure induite est donc négligée.

1.2 Caractérisation thermique de la sonde

L'utilisation de la capacité d'auto-échauffement des sondes Pt100 nécessite une correction : la résistance thermique entre le fil de platine et la paroi externe du cylindre chauffant induit une erreur sur la mesure. Pour un flux de chaleur non négligeable, une forte différence de température est observée. Or pour l'étude de l'ébullition, la température qui nous intéresse est celle de la paroi : il convient de mesurer cette résistance thermique afin d'interpréter correctement les mesures. Pour cela, une sonde est chauffée, dans une enceinte noire à l'air libre, jusqu'à établissement thermique pour plusieurs flux de chaleur. La température du fil est mesurée grâce aux relevés de la tension et de l'intensité ; la température de paroi est mesurée par thermographie infrarouge. Ce dispositif simple permet de tracer les deux courbes flux/température pour les différents équilibres et d'en déduire la résistance thermique équivalente paroi-fil : $R_{pf} = 0,75 \text{ K/W}$.

1.3 Modélisation thermique de la section test

Afin d'estimer la répartition des flux de chaleur transmis aux éléments, un réseau résistif thermique représentant les échanges par conduction dans les pièces de la section test est réalisé. Le découpage du système en volumes élémentaires supposés isothermes permet de prendre en compte l'ensemble des chemins thermiques existants. La méthode nodale utilisée consiste à établir un bilan de flux en chacun des N noeuds. Il en découle N équations pour déterminer les N inconnues que sont les températures des noeuds.

1.3.1 Maillage des pièces solides

Seules les pièces solides de la section sont maillées, les températures du fluide T_l et de l'air ambiant T_{amb} constituent les puits du réseau et sont supposées connues pour la résolution du système. Le maillage est obtenu par un découpage transversal aux cylindres présenté sur la figure IV.1 et un découpage longitudinal aux cylindres présenté sur la figure IV.2 : chaque noeud est représentatif d'une maille cylindrique ou prismatique. L'estimation des pertes thermiques et du flux effectivement transmis au fluide en écoulement s'effectue grâce à la résolution des N bilans en régime stationnaire, qui s'expriment pour chaque noeud i :

$$\sum_{j=1}^N G_{ij} (T_j - T_i) + Q_i = C_i \frac{dT_i}{dt} = 0 \quad (\text{IV.3})$$

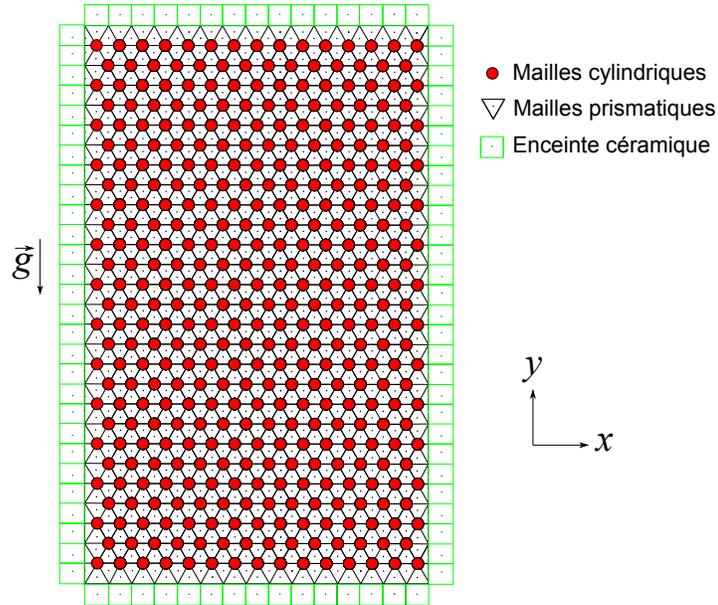


Figure IV.1 – Decoupage dans le plan du faicau de cylindres : mailles triangulaires et cylindriques.

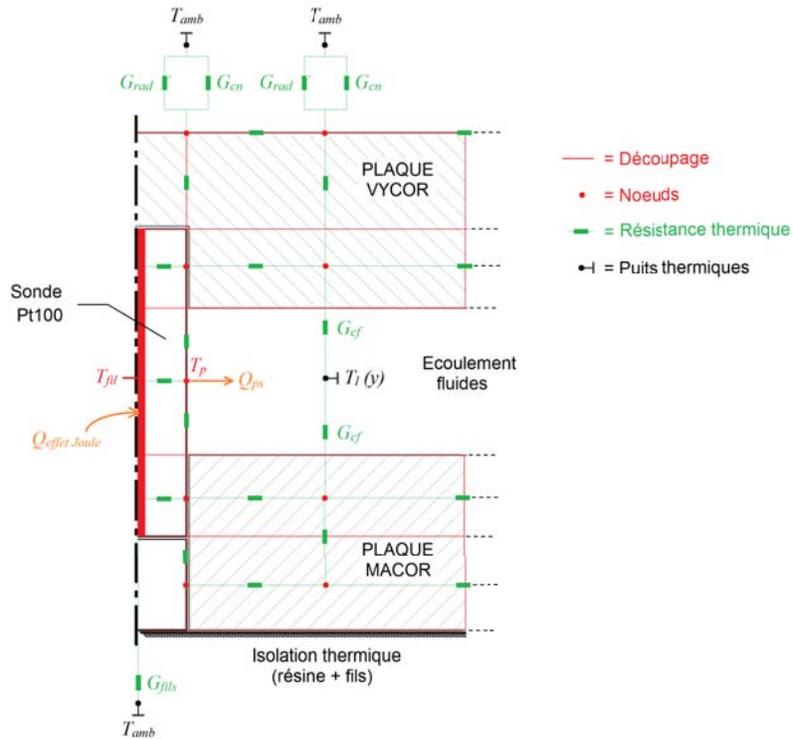


Figure IV.2 – Découpage dans la profondeur de la section test et maillage d'un cylindre : Réseau thermique représentant les chemins thermiques autour d'un cylindre chauffant.

1.3.2 Conditions aux limites

Le schéma électrique équivalent décrit au niveau d'une sonde sur la figure IV.2 fait apparaître les *conditions aux limites* imposées aux bornes du domaine solide.

Echanges avec l'air ambiant

Les pertes vers l'extérieur sont de deux sortes. Les surfaces externes échangent de la chaleur avec l'environnement (supposé être un corps noir à température homogène T_{amb}) par convection naturelle et rayonnement. La chaleur générée au sein des éléments chauffants peut également être perdue par conduction via les fils des sondes Pt100.

Les conditions aux limites radiatives et convectives au niveau d'une maille externe i sont respectivement estimées par le calcul des conductances G_{rad} et G_{cn} :

$$G_{rad} = \varepsilon \sigma S_i (T_{amb}^2 + T_i^2) (T_{amb} + T_i) \quad \text{et} \quad G_{cn} = h_{cn} S_i \quad (\text{IV.4})$$

où les températures sont exprimées en Kelvin. La propagation de la chaleur dans l'air en mouvement est caractérisée par le coefficient d'échange h_{cn} , obtenu avec la corrélation proposée par Mac Adams pour une plaque plane verticale chauffante :

$$h_{cn} = \frac{\text{Nu}_{cn} \lambda_{air}}{d_{plaque}} \quad \text{où :} \quad \text{Nu}_{cn} = 0,59 (\text{GrPr})^{0,25} \quad (\text{IV.5})$$

où les nombres de Grashof Gr et de Prandtl Pr sont calculés en fonction de la température de la paroi solide et de l'air. L'estimation des pertes requiert donc un calcul itératif décrit sur la figure IV.4 : la solution est réévaluée tant que la température moyenne des mailles externes T_{ext} diffère de l'itéré précédent de plus de $e_{it} = 0,001^\circ\text{C}$.

L'ajout de mailles représentant les volumes de céramiques entourant la section d'écoulement permet de prendre en compte l'influence de ces masses thermiques sur le profil de température au sein du milieu poreux. Pour une puissance identique imposée à chaque élément et en l'absence de convection forcée à l'intérieur de la section, les sondes situées en périphérie du faisceau de cylindres sont en effet plus froides que celles en son centre. Nous vérifions dans la suite que ces effets de bord sont bien reproduits par la simulation (Figure IV.7).

Echanges avec le fluide en écoulement

Les transferts de chaleur convectifs entre les plaques de céramique et le fluide en écoulement sont pris en compte par l'ajout d'une résistance entre la maille céramique et le second puits thermique, la température liquide T_l . La conductance décrivant le transfert convectif G_{cv} est estimée à partir du nombre de Nusselt analytique pour un écoulement forcé entre deux plaques planes infinies avec un flux pariétal constant : $Nu = 8,235$. Le flux échangé par convection est également fonction de la température du fluide qui évolue le long de l'écoulement : $T_l = T_l(y)$. Pour estimer ce profil de température liquide, le faisceau est découpé en N_p portions dans la direction y (Figure IV.3). Un bilan enthalpique sur chaque portion j ($j \in [1; N_p]$) permet de déduire la variation de température liquide à partir du flux transmis au fluide $Q_l(j)$, :

$$\dot{m}_l C_{pl} (T_l(j) - T_l(j-1)) = Q_l(j) \quad \text{avec :} \quad T_l(j=0) = T_{in,j} \quad (\text{IV.6})$$

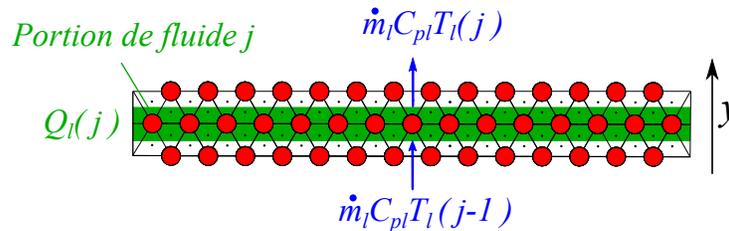


Figure IV.3 – Bilan des flux échangés au niveau d'une portion de fluide

A partir du point y_{sat} où la température de saturation est atteinte, tout le liquide est supposé saturé : aucune surchauffe du liquide n'est prise en compte dans les transferts convectifs. Le flux échangé par convection Q_{cv} entre le fluide et les parois en céramique est exprimé grâce au profil de température $T_l(y)$, obtenu par interpolation linéaire par morceaux entre les températures fluide calculées pour chaque portion :

$$Q_{cv}(i) = G_{cv} (T_l(y(i)) - T_i) \quad \text{où } y(i) \text{ est la position de la maille } i \quad (\text{IV.7})$$

La caractérisation des échanges convectifs nécessite un calcul itératif (Figure IV.4) dont le critère de convergence est exprimé en fonction de la température en sortie de faisceau T_{out} et de la hauteur y_{sat} à laquelle T_{sat} est atteint (avec $d_{it} = 0,01$ mm).

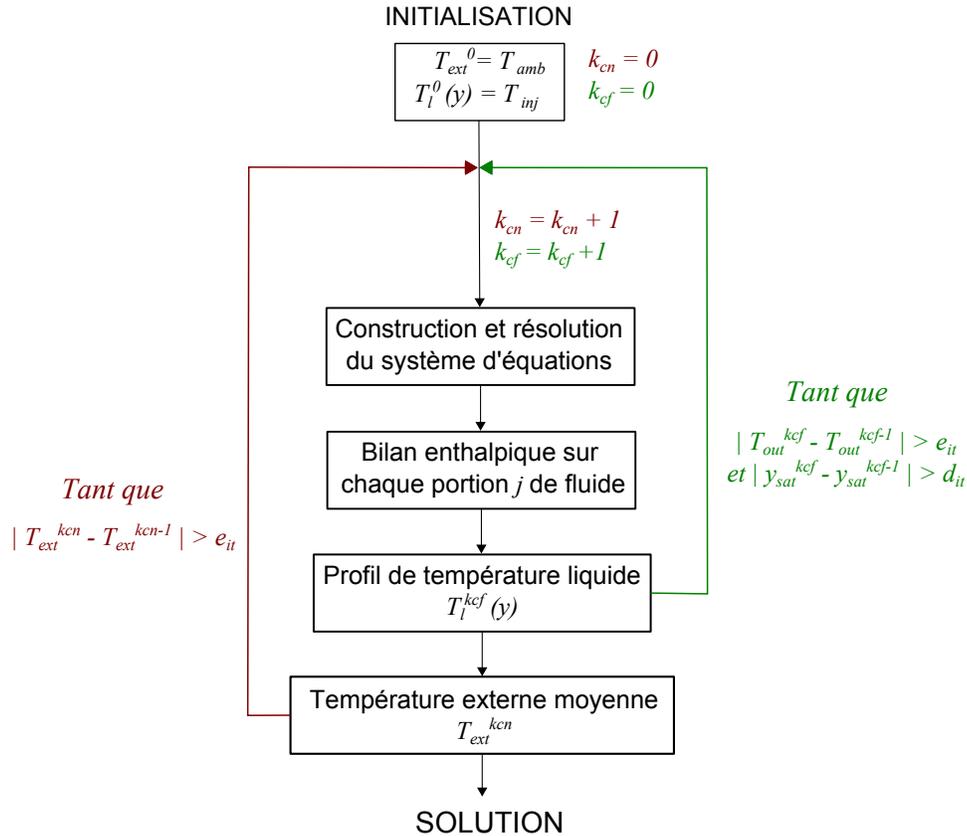


Figure IV.4 – Algorithme du calcul itératif pour l'estimation des pertes thermiques

L'expression du flux de chaleur Q_{ps} échangé entre la paroi d'un élément chauffant à $T_p(i)$ et le fluide dépend quant à elle de la configuration étudiée :

en l'absence d'ébullition, Q_{ps} est un flux d'échange convectif ;

en cas d'ébullition, Q_{ps} est inconnu.

Dans le premier cas, le transfert convectif entre la maille i en paroi d'un cylindre chauffant et le fluide est similaire à l'échange entre la céramique et le fluide, si bien que :

$$Q_{ps}(i) = G_{cv}(T_l(y(i)) - T_i) \quad (IV.8)$$

où G_{cv} est ici exprimée en fonction de la géométrie de la sonde.

Dans le second cas, Q_{ps} est précisément le terme que nous cherchons à déterminer à partir du relevé de température du fil de platine T_{fil}^{xp} . Pour cela, la plus simple des méthodes inverses est utilisée : la *méthode dichotomique* (Figure IV.5). Le principe consiste à partir d'une valeur approchée de la puissance dissipée par l'ébullition Q_{ps}^0 , à

résoudre le système d'équations pour cette valeur et ainsi estimer la température du fil de platine T_{fil}^{num} , puis se rapprocher par dichotomie de la solution recherchée, atteinte lorsque :

$$|T_{fil}^{xp} - T_{fil}^{num}| \leq e_{it} \quad (IV.9)$$

A chaque itération k , la puissance Q_{ps}^k extraite de la paroi de la sonde est recalculée à partir de l'itéré précédent auquel est ajouté un terme proportionnel à l'erreur sur la température (coefficient K) :

$$Q_{ps}^k = Q_{ps}^{k-1} + K(T_{fil}^{num} - T_{fil}^{xp}) \quad (IV.10)$$

Cette méthode a le mérite d'être facile à mettre en œuvre mais elle ne converge que lentement.

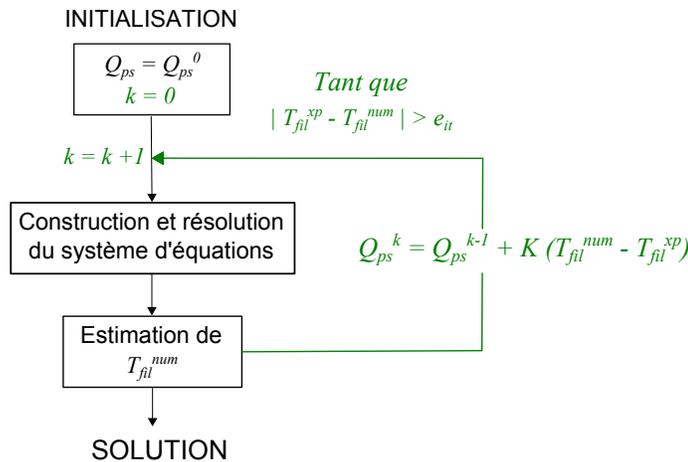


Figure IV.5 – Algorithme de la méthode dichotomique utilisée pour déterminer Q_{ps} et T_p

La construction et la résolution du système d'équations ainsi que les algorithmes décrits dans cette section sont implémentés dans un programme codé avec MATLAB. Il permet d'évaluer pour chaque point de mesure stationnaire :

- le flux transmis au fluide par ébullition Q_{ps} ,
- la température de paroi de la sonde T_p .

A partir des relevés thermiques et à l'issue des nombreuses itérations nécessaires au calcul de chaque point de mesure, nous sommes donc en mesure de tracer des courbes d'ébullition stationnaires.

1.4 Validation expérimentale de la modélisation des pertes thermiques

1.4.1 Equilibre thermique en convection naturelle

Pour vérifier que les pertes vers l'extérieur sont correctement estimées, la section test est asséchée et "isolée" : les vannes en entrée et sortie de la section sont fermées, si bien que la circulation de l'air dans la section est très fortement limitée. Un flux thermique constant est ensuite transmis à chaque élément chauffant. L'équilibre une fois atteint, l'ensemble des températures est relevé. Ce même équilibre est simulé avec le modèle réseau, dans lequel l'hypothèse est faite qu'aucun échange n'a lieu entre les parois internes et l'air enfermé dans la section. En d'autres termes, le gaz emprisonné et les parois internes sont considérées être en équilibre thermique.

L'équilibre étudié est atteint pour une consigne homogène de 40 mW par sonde dans un environnement à 22,6 °C. Le résultat de la simulation numérique est présenté dans la figure IV.6 où la température des fils de platine des 392 sondes est représentée en fonction de leur position en x et y . Les points rouges désignent les 207 sondes chauffées par effet Joule alors que les sondes non branchées (pour lesquels nous ne disposons pas de relevé expérimental) sont représentées par les points noirs. Le bon déroulement de la simulation est tout d'abord vérifié par un bilan global des flux : il faut que la somme des flux apportés par effet Joule Q_{source} soit égale à la somme des flux de chaleur transmis vers les puits Q_{pertes} , en l'occurrence l'air ambiant. Cela se traduit mathématiquement :

$$\sum_{i=1}^N Q_i = 0 \quad \sum Q_{source} = \sum Q_{pertes} = 8,13 \text{ W} \quad (\text{IV.11})$$

La comparaison avec les relevés expérimentaux est présentée dans la figure IV.7 : le profil de température expérimental est obtenu par interpolation tridimensionnelle et présenté sous la forme d'une surface dont la couleur est fonction de la température. Les points noirs représentent les températures des $N_{sc} = 207$ sondes chauffées calculées numériquement. L'erreur relative e_{rel} entre les deux profils est calculée comme suit :

$$e_{rel} = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{N_c} \frac{T_{xp} - T_{num}}{T_{max} - T_{min}} \quad (\text{IV.12})$$

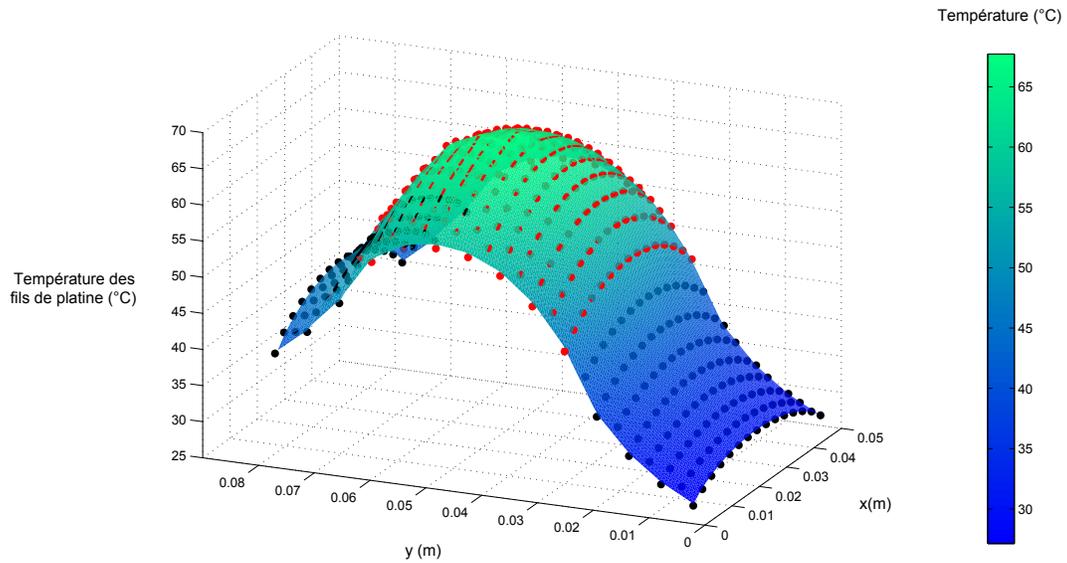


Figure IV.6 – Profil de température des sondes Pt100 calculé numériquement

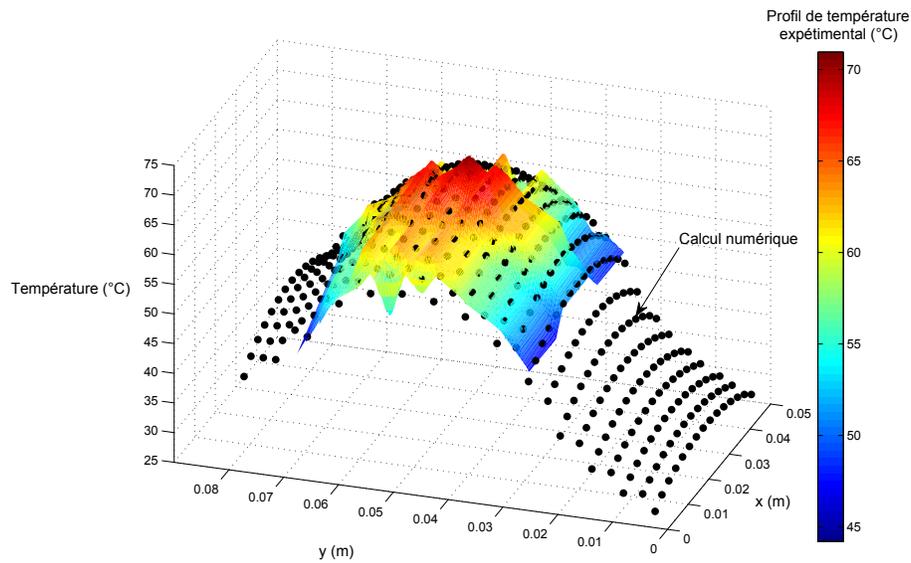


Figure IV.7 – Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques

où T_{max} et T_{min} sont les températures maximales et minimales des sondes chauffées calculées numériquement. Dans ce cas, $e_{rel} = 0,0745$.

Le bon accord constaté entre les résultats expérimentaux et numériques valide l'estimation des pertes vers l'air ambiant. Cela indique que les chemins thermiques entre le fil de platine et les surfaces externes d'une part et les échanges par radiation et convection naturelle externe sont correctement modélisés. Cependant, ces résultats ne confirment pas la modélisation des échanges entre les cylindres chauffants et le fluide en écoulement.

1.4.2 Equilibre thermique en convection forcée

Pour cela, de nouveaux équilibres sont réalisés avec un écoulement de HFE sans ébullition pour une pression statique comprise entre 1,261 et 1,291 bar selon la hauteur dans la section, soit une température de saturation comprise dans l'intervalle $41,6^{\circ}\text{C}$ - $42,3^{\circ}\text{C}$. Les profils sont à nouveau calculés numériquement et comparés aux relevés des sondes à résistance (Figure IV.8). La correspondance entre le calcul et l'expérience est satisfaisante, avec un erreur cumulée de $e_{rel} = 0,0861$. Cela montre que les échanges *hors ébullition* vers les puits thermiques sont correctement modélisés. De plus l'estimation de la température liquide au sein de la section est primordiale pour interpréter correctement les mesures en ébullition car dans la plupart des cas étudiés, le liquide impactant l'élément étudié est sous-saturé.

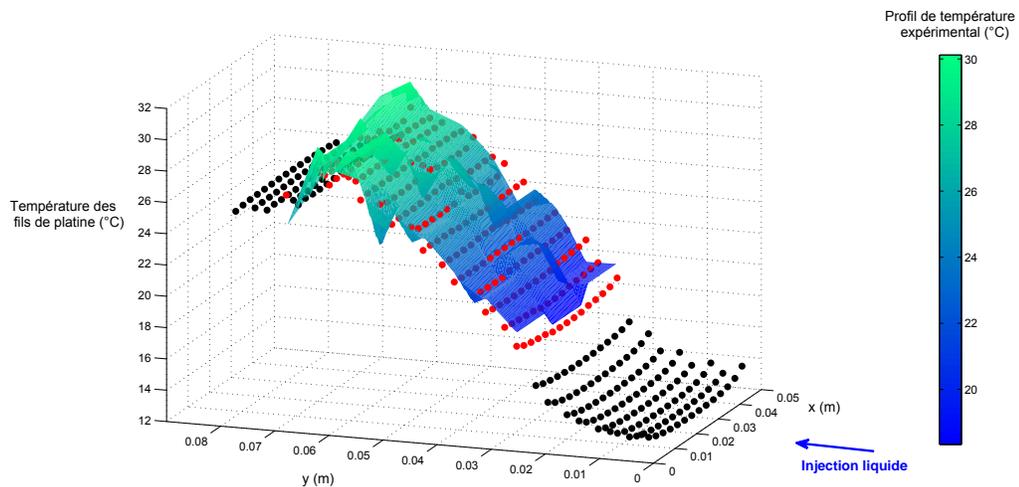


Figure IV.8 – Comparaison des profils de température expérimentaux et numériques en convection forcée

2 Obtention expérimentale de courbes de Nukiyama

2.1 Courbes d'ébullition sur un élément unique dans le milieu poreux modèle "non chau é"

Avant d'étudier l'influence du chauffage du milieu poreux en masse, il est nécessaire de caractériser l'ébullition autour d'un *élément unique*. Le cylindre choisi est situé au centre du faisceau de cylindres (Figure IV.9). Les autres cylindres sont alimentés par un courant générant une puissance constante de 20 mW, ce qui est très insu sant pour déclencher la nucléation. Il est toutefois nécessaire d'alimenter ces sondes afin d'avoir un relevé du profil de température initial et d'en déduire la température du fluide au niveau de la sonde étudiée. Nous présentons dans la suite de chapitre l'impact de l'augmentation de cette puissance sur la courbe d'ébullition de l'élément isolé.

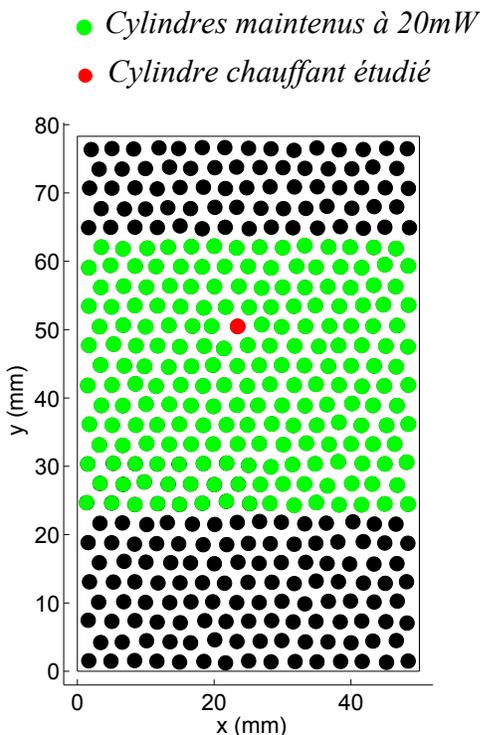


Figure IV.9 – Posititon de l'élément unique étudié

2.1.1 Mesure d'une courbe d'ébullition en convection forcée

Tracé d'une courbe de Nukiyama

Le premier résultat expérimental significatif est l'obtention d'une courbe d'ébullition en convection forcée complète sur un élément chauffant au sein du faisceau de cylindres. Dans cette configuration, seul l'élément étudié est surchauffé. Après le réglage du débit, de la pression et de la température d'injection, les conditions au niveau de la sonde sont déduites du calcul numérique des pertes thermiques et du profil de température liquide dans la section :

Température du liquide impactant la sonde : $T_l = 24,4^\circ\text{C}$;

Pression estimée au niveau de la sonde : $P = 1,181 \text{ bar}$

Température de saturation de référence : $T_{sat} = f(P) = 39,9^\circ\text{C}$

Vitesse de filtration du liquide : $v_l = 3,4 \text{ mm/s}$

Il est primordial de pouvoir régler et mesurer précisément ces paramètres tout au long de l'expérience car, comme nous le verrons, une variation de ces valeurs peut changer l'allure de la courbe tracée. A partir des relevés de flux et de température et du calcul des pertes pour chaque point de mesure, nous traçons la courbe d'ébullition en convection

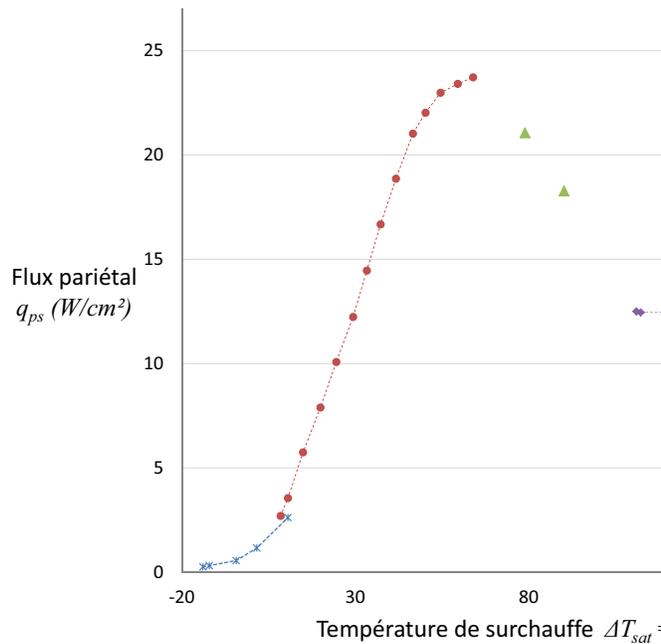


Figure IV.10 – Courbe d'ébullition sur un élément unique

forcée autour d'un élément situé au centre du faisceau de tubes (Figure IV.10). Pour ce faire, la puissance transmise à l'élément est augmentée pas à pas et l'équilibre est attendu pour chaque point de mesure. La courbe est tracée en fonction de la température de surchauffe $\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$, qui peut être négative lors de la convection forcée.

Pour les conditions énoncées ci-dessus, notons les points importants de cette courbe :

Valeur du flux critique : $q_{chf} = 23,7 \text{ W/cm}^2$

Température de paroi précédant la crise d'ébullition : $T_{q_{chf}} = 103,8^\circ\text{C}$ (i.e. $\Delta T_{sat} = 63,9^\circ\text{C}$)

Valeur du flux minimum : $q_{min} = 12,5 \text{ W/cm}^2$

Température de Leidenfrost : $T_{q_{min}} = 150,8^\circ\text{C}$ (i.e. $\Delta T_{sat} = 110,9^\circ\text{C}$)

Ces valeurs ne doivent pas être interprétées comme des mesures expérimentales de référence pour l'étude de l'ébullition convective autour d'un cylindre car la géométrie que nous étudions est plus complexe et les cylindres très courts.

Visualisation des principaux régimes d'ébullition

L'acquisition d'images à haute fréquence avec un faible temps d'exposition permet une visualisation nette des régimes reconstruits, sans flou de bougé. La vapeur, dégagée en quantité importante lors de l'ébullition intense et l'ébullition en film forme des amas dont l'écoulement dans le poreux est difficilement prédictible pour un grand nombre de pores.

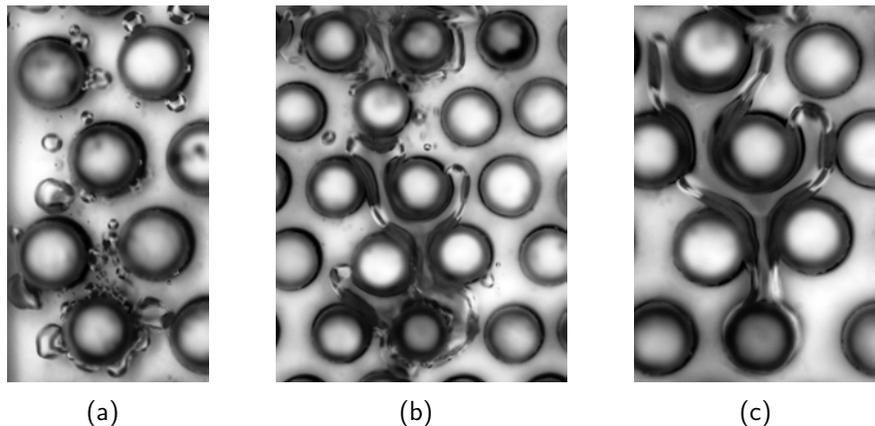


Figure IV.11 – (a) Ebullition nucléée partielle; (b) Ebullition nucléée intense; (c) Ebullition en film.

Apparition des sites de nucléation

L'apparition des premiers sites de nucléation, ou ONBs (pour *Onset of Nucleate Boiling*), engendre une baisse de température pour un même flux de chaleur, du fait de l'amélioration de l'échange thermique avec le fluide surchauffé environnant la sonde. Notre étude ne porte pas sur la compréhension de ce phénomène mais il reste intéressant de noter que les sondes réagissent très sensiblement à cette variation.

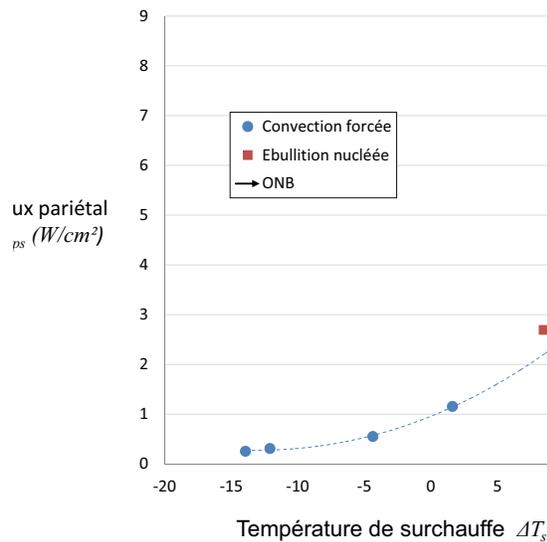


Figure IV.12 – Apparition d'un site de nucléation

Mesure du flux critique et du flux minimum

Il existe deux techniques pour déterminer la valeur du flux critique. Avec le contrôle en flux, le CHF entraîne une augmentation rapide et très importante de la température, si bien que nous n'avons jamais laissé le régime en film s'établir après la crise d'ébullition : une sécurité est intégrée au calculateur des modules de contrôle, coupant automatiquement l'alimentation pour une température supérieure à $300^{\circ}C$. Des températures supérieures endommageraient les résines qui assurent l'étanchéité. La seconde technique, plus douce, consiste à imposer un contrôle en température. Ainsi, lors du passage vers le régime de transition, le flux maximal atteint correspond au CHF. Parallèlement, le flux minimum peut aussi être déterminé par les deux types de contrôle.

Régime de transition

Grâce au contrôle en température des éléments, le régime de transition est maintenu. Mais les mesures dans ce régime sont peu précises car les températures oscillent avec une amplitude d'une dizaine de degrés malgré l'augmentation du terme proportionnel du régulateur. C'est pourquoi nous n'enregistrons que peu de points dans ce régime.

Reproductibilité des résultats

Pour s'assurer de la fiabilité de ces résultats, cinq courbes d'ébullition sont mesurées dans des conditions similaires. La mesure du flux critique s'avère très fiable car une variation de seulement $0,24 \text{ W/cm}^2$ est constatée. La mesure du flux minimum est quant à elle moins précise car les valeurs mesurées varient sur un intervalle de $1,18 \text{ W/cm}^2$. Cette imprécision est probablement due à la géométrie du système étudié : afin de permettre le montage des 392 cylindres, un jeu de $0,05 \text{ mm}$ a été prévu pour le perçage des trous accueillant les sondes. Aux abords du flux minimum, l'épaisseur du film de vapeur entourant le cylindre diminue, particulièrement au niveau du bord d'attaque. Lorsque son épaisseur atteint l'ordre de grandeur du jeu, la rupture peut être provoquée non pas pour des raisons thermiques mais mécaniques.

2.1.2 Influence du débit liquide sur la courbe d'ébullition

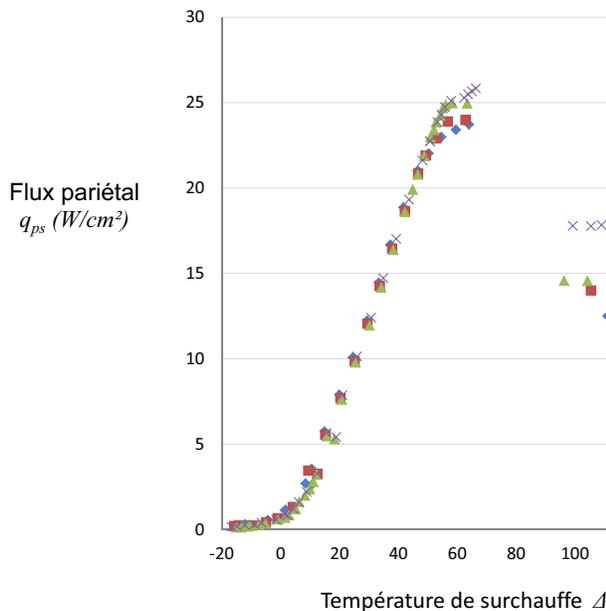


Figure IV.13 – Influence du débit sur la courbe d'ébullition d'un élément unique

La courbe d'ébullition est établie sur ce même élément pour différents débits liquides en entrée. La pression est maintenue à 1,231 bar en entrée de la section test, soit une pression de 1,181 bar au niveau du cylindre étudié et une température de saturation $T_{sat} = 39,9^{\circ}\text{C}$. La variation du débit entraîne une différence du profil de température au sein de la section, si bien que la température T_l impactant la sonde diffère selon les essais (entre $T_l = 23,05^{\circ}\text{C}$ pour $v_l = 16 \text{ mm/s}$ et $T_l = 24,4^{\circ}\text{C}$ pour $v_l = 3,4 \text{ mm/s}$). Les courbes de la figure IV.13 montrent l'impact du débit sur la courbe d'ébullition. L'influence sur les transferts thermiques par ébullition nucléée est relativement faible en rapport à celle sur les échanges en ébullition en film. La vitesse liquide v_l a en revanche un impact sur les échanges de chaleur en ébullition en film, ainsi que sur les valeurs du flux critique

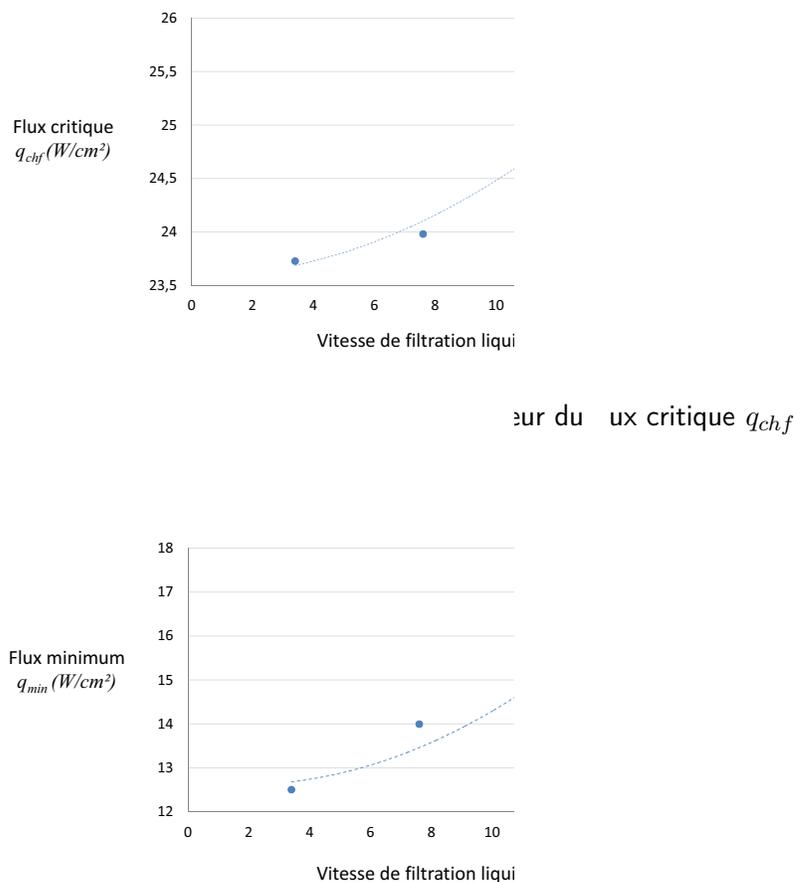


Figure IV.15 – Influence du débit sur la valeur du flux minimum q_{min}

2.1.3 Influence de la pression

Le réglage de la pression dans la boucle fluide s'effectue en appliquant une masse plus ou moins importante sur le piston d'une seringue reliée au système fermé (Figure III.11, p.102). Cette technique rudimentaire permet de maintenir constante la pression durant le tracé d'une courbe mais il est difficile de choisir précisément la pression, car le glissement du piston n'est pas optimal. Il est donc régulièrement nécessaire d'adapter manuellement le niveau du piston pour éviter que la pression n'augmente trop significativement. Sur la durée totale de la mesure (environ 2 heures pour une courbe entière), nous parvenons à maintenir la pression dans un intervalle de ± 15 mbar. Au moment du relevé de la température et du flux de chaleur, nous prenons en revanche le soin de vérifier que la pression est celle souhaitée, à ± 2 mbar.

Ce réglage est primordial, car la pression est un paramètre très influent, d'une part parce qu'il a un impact direct sur la valeur de la température de saturation, et d'autre part parce qu'il modifie le diamètre des bulles de vapeur. Nous montrons par exemple sur la figure IV.16 l'influence de la pression sur la valeur du flux critique.

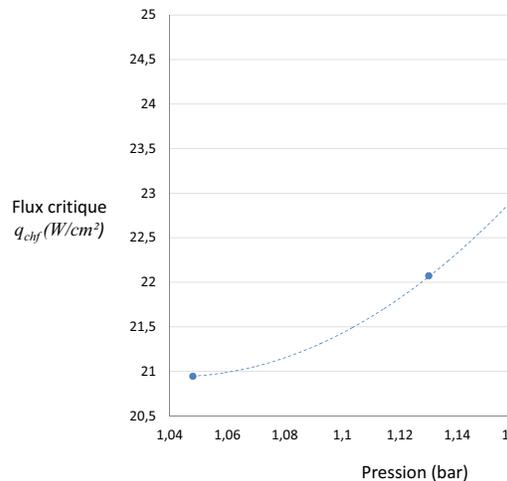


Figure IV.16 – Influence de la pression sur la valeur du flux critique q_{chf}

2.2 Courbe d'ébullition sur un élément dans un milieu poreux chauffant

Chauffage en masse

Nous cherchons maintenant à mesurer l'impact du chauffage des cylindres avoisinant le cylindre étudié sur la courbe d'ébullition (Figure IV.17). Pour cela, la puissance Q_{mp} transmise aux éléments du milieu poreux, jusqu' alors maintenue à 20 mW est augmentée de manière incrémentale. Plus le chauffage en masse Q_{mp} augmente, plus la quantité de vapeur générée au sein du milieu est importante.

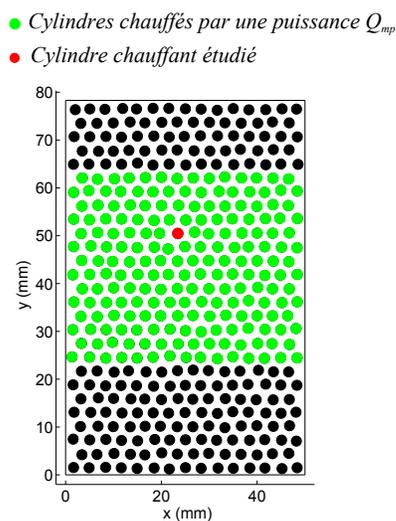


Figure IV.17 – Chauffage en masse du milieu poreux

L'accumulation de vapeur et les phénomènes de coalescence ayant lieu autour de l'élément auquel nous nous intéressons ont un impact sur le flux surfacique q_{ps} extrait par ébullition. L'influence sur la courbe d'ébullition nucléée est présentée sur la figure IV.18. Avec le milieu poreux chauffant, la température du liquide impactant le cylindre est toujours d'approximativement $28,4^{\circ}\text{C}$ pour $Q_{mp} = 20 \text{ mW}$ et est estimée à $35,6^{\circ}\text{C}$ pour $Q_{mp} = 50 \text{ mW}$, ce qui explique que les courbes soient légèrement décalées par rapport au 0. Pour les deux autres essais présentés sur cette figure, le liquide est considéré être saturé. En ébullition nucléée développée, c'est-à-dire pour $q_{ps} > 10 \text{ W/cm}^2$, les échanges de chaleur sont très comparables. La principale différence est observée au niveau du flux critique qui diminue fortement lorsque le chauffage en masse est accru.

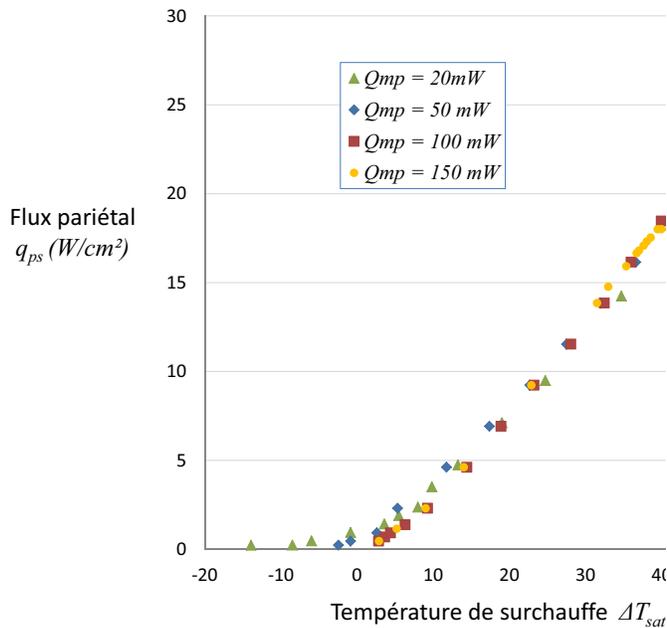


Figure IV.18 – Influence du chauffage en masse sur la courbe d'ébullition nucléée

La mesure du flux critique pour des puissances Q_{mp} encore plus importantes nous permet de confirmer cette tendance : l'évolution du CHF est présentée sur la figure IV.19. Or la pression est maintenue constante et les effets du sous-refroidissement n'impactent que les deux premiers points, cette variation est donc liée à la production de vapeur par le milieu poreux. Une augmentation du débit massique de vapeur tend à augmenter le taux de vide local au niveau de l'élément étudié et favoriser ainsi la coalescence des amas de vapeur susceptibles de provoquer la crise d'ébullition. Un autre effet d'une production accrue de vapeur est l'accélération de l'écoulement liquide. Or nous avons constaté précédemment que plus la vitesse liquide de filtration est importante, plus grande est la puissance nécessaire à l'établissement du film de vapeur. La tendance observée est donc due à une augmentation de la saturation en gaz autour de l'élément qui favorise la formation du film de vapeur. Le même raisonnement est suivi pour expliquer la diminution du flux minimum présentée sur la figure IV.20 : la coalescence du film de vapeur avec les bulles environnantes favorise son maintien.

La visualisation des écoulements est intéressante d'un point de vue phénoménologique car on peut observer les phénomènes de coalescence et des trains de vapeur se former. Cependant, caractériser quantitativement les écoulements diphasiques que nous visuali-

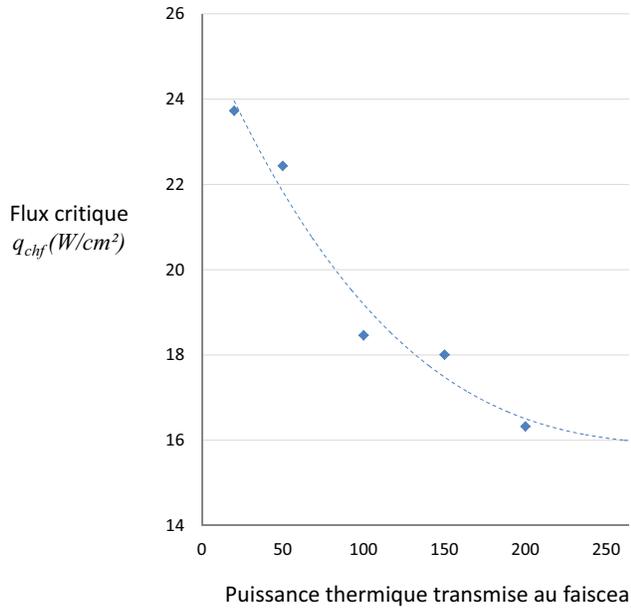


Figure IV.19 – Influence du chauffage en masse Q_{mp} sur la valeur du flux critique q_{chf}

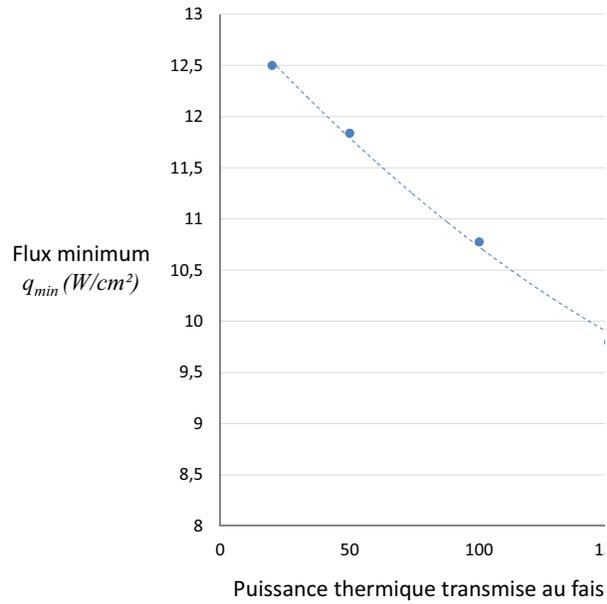


Figure IV.20 – Influence du chauffage en masse Q_{mp} sur la valeur du flux minimum q_{min}

sons est loin d'être évident. Nous ne sommes pas parvenus, pour le moment, à mettre au point un traitement d'images efficace permettant, par exemple, d'estimer des taux de vide locaux. Faute de pouvoir relier directement les tendances thermiques observées à une donnée quantifiable caractéristique de l'hydrodynamique, une autre expérience est envisagée.

Chauffage des lignes en amont du cylindre

Le principe de cette manipulation est de "décomposer" le chauffage en masse, en ne chauffant dans un premier temps, avec une puissance de 300 mW, que les cylindres de la ligne en amont de la sonde (Figure IV.21), puis de relever le flux critique atteint pour cette configuration. Ensuite, une deuxième ligne est chauffée puis ainsi de suite. Les résultats présentés sur la figure IV.22 confortent le raisonnement suivi précédemment. Avec ce mode opératoire, le lien avec l'hydrodynamique diphasique est plus net car, en supposant que chaque ligne fournit la même quantité de vapeur, la courbe tracée relie la diminution du CHF à l'augmentation du débit massique de vapeur. La figure IV.23, obtenue en additionnant les déviations standards temporelles en chacun des pixels, montre les chemins préférentiels empruntés par la vapeur lorsqu'une ligne seulement est chauffée.

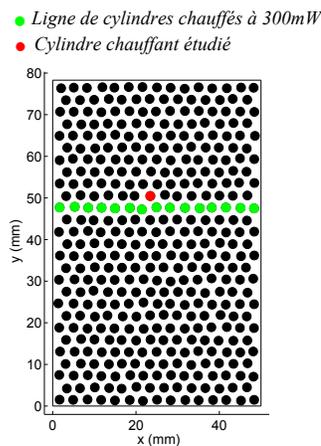


Figure IV.21 – Chauffage de la ligne en amont du cylindre étudié

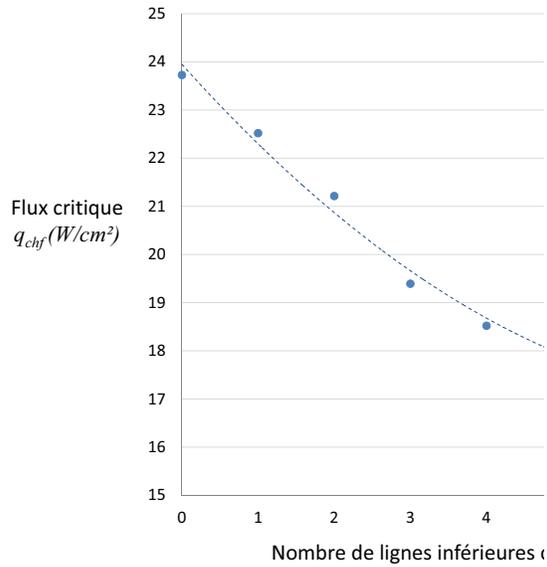


Figure IV.22 – Influence du nombre de lignes chauffées en amont sur la valeur du flux critique q_{chf}

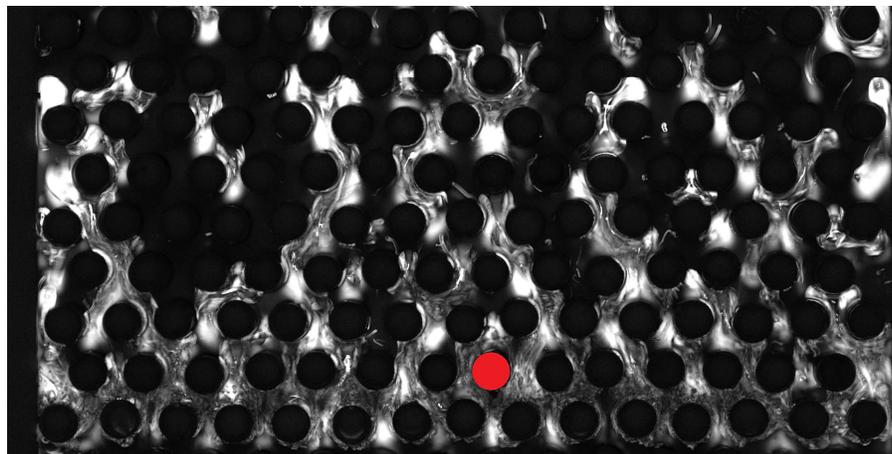


Figure IV.23 – Visualisation des chemins préférentiels empruntés par la vapeur générée par une ligne de cylindres chauffant à 300 mW

3 Etude expérimentale du renoyage d un milieu poreux modèle

Le dispositif expérimental réalisé n'est pas limité à l'étude des régimes stationnaires. Dans la seconde configuration étudiée, le liquide est injecté dans le milieu sec initialement surchauffé. L'étude des transitoires de renoyage est effectuée à deux échelles distinctes. Nous présentons dans un premier temps le comportement d'un élément cylindrique surchauffé au cours du renoyage du milieu, afin de décrire le renoyage à l'échelle locale. La dynamique du renoyage est ensuite caractérisée à l'échelle *macroscopique*, en déterminant la vitesse d'avancée du front de trempe.

3.1 Observation d un transitoire de renoyage à l échelle locale

Pour décrire la phénoménologie d'un transitoire de renoyage à l'échelle *microscopique*, nous considérons un essai de renoyage du milieu modèle chauffé uniformément, avec une puissance de 80 mW adressée à chaque cylindre du milieu poreux asséché. Le liquide est ensuite injecté à une vitesse de filtration v_l de 3,6 mm/s. Le profil de température à l'équilibre "sec" est présenté dans la figure IV.24. Cette source de chaleur est maintenue constante tout au long du refroidissement du milieu.

Nous nous focalisons maintenant sur le comportement d'un cylindre placé au centre du faisceau, à une hauteur $y = 50$ mm. Observer l'évolution de sa température au cours du renoyage fait apparaître les différents temps du refroidissement (Figure IV.25). Après le démarrage du renoyage, dont le moment exact est obtenu grâce au signal envoyé par le débitmètre, nous observons une baisse de température significative, due à la circulation de la vapeur générée par l'ébullition au niveau du front de trempe. La phase vapeur et le solide surchauffé présentent en effet un fort déséquilibre thermique. Lorsque le front de trempe parvient à la sonde, l'ébullition intense (voire en film) extrait une quantité très importante de chaleur, ce qui provoque une chute de température. L'élément est considéré "renoyé" au niveau de la seconde rupture de pente, c'est-à-dire lorsqu'il atteint le régime d'ébullition nucléée correspondant à l'équilibre final. Un cylindre dit refroidi produit encore de la vapeur car la consigne en puissance est maintenue : l'équilibre final n'est pas nécessairement monophasique liquide. Le renoyage d'un élément correspond en

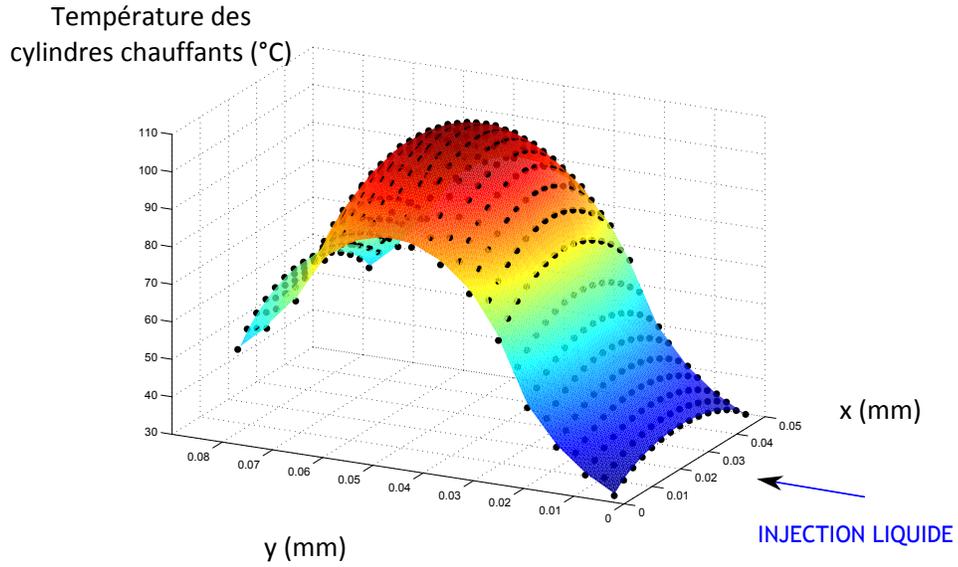


Figure IV.24 – Equilibre initial du milieu poreux avant renouage : pro l de température

réalité à la mise en contact du liquide avec la paroi surchauffée.

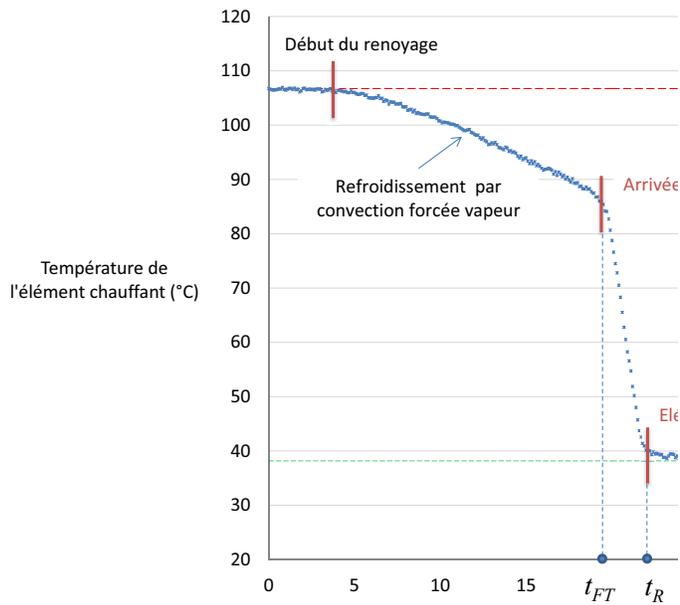


Figure IV.25 – Evolution de la température d'un cylindre au cours du renouage

Afin de caractériser le renoyage du milieu poreux à l'échelle macroscopique, les observations à l'échelle locale sont primordiales. Deux temps caractéristiques du renoyage sont mesurés pour chaque cylindre à partir des relevés expérimentaux (détection des ruptures de pente) :

le temps d'arrivée du front de trempe t_{FT} ,

le temps à partir duquel l'élément est considéré refroidi t_R (autrement dit, le temps du succès du renoyage) ,

Sur les essais présentés dans ce manuscrit, le temps écoulé entre l'arrivée du front de trempe et le succès du renoyage de l'élément est compris entre 3 et 6s. Le temps de réponse de l'élément sensible Pt100, estimé par le constructeur à 0,4s, n'est donc pas négligeable devant la rapidité du phénomène observé, mais sa sensibilité est faible pour nous permettre de détecter l'arrivée du front de trempe et l'avancement de la zone de refroidissement.

3.2 Description d un transitoire de renoyage à l échelle macroscopique

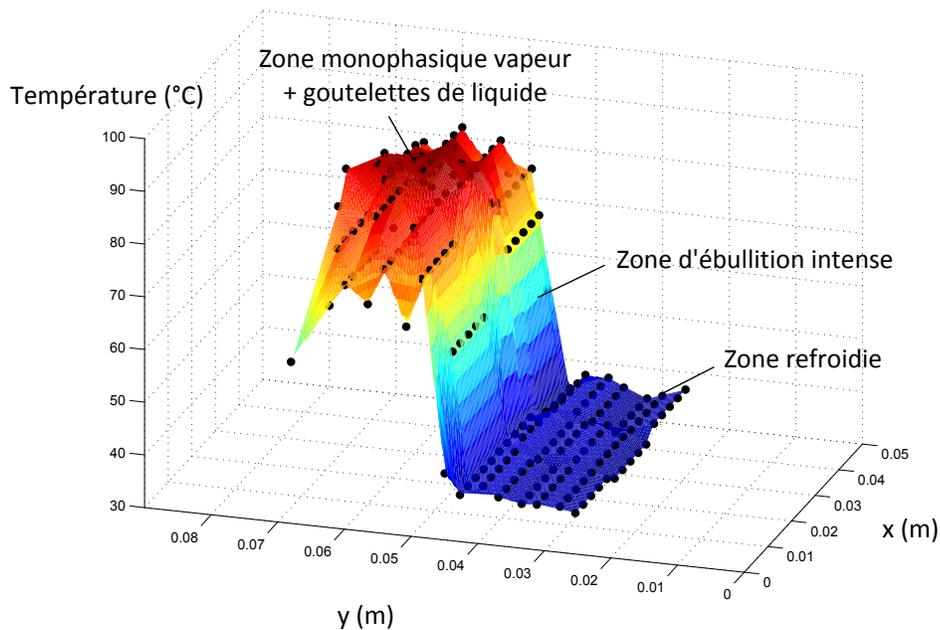


Figure IV.26 – Visualisation du profil de température au cours du renoyage

A l'échelle locale trois états successifs de la sonde sont considérés :

- sonde chaude non renoyée,
- sonde en cours de renoyage,
- sonde renoyée,

qui correspondent, à l'échelle macroscopique, à trois zones d'écoulement :

- zone chaude : écoulement de vapeur avec entraînement de gouttelettes dispersées de liquide,
- zone diphasique d'ébullition intense,
- zone dite refroidie, pouvant toutefois présenter des taux de vide locaux importants.

Thermiquement, ces trois zones sont très distinctes : elles apparaissent nettement sur le profil de température au cours du renoyage présenté sur la figure IV.26. Le calcul des temps caractéristiques des courbes de refroidissement relatives à chaque cylindre nous permettent donc, en moyennant les mesures ligne par ligne, de prédire la vitesse du front de trempe v_{FT} et la vitesse de propagation de la zone refroidie, v_R . Ces données ont été calculées pour de nombreux essais, de manière à faire ressortir deux paramètres influents : la vitesse d'injection et la puissance de chauffage.

L'influence de la vitesse d'injection sur la vitesse du renoyage du milieu chauffé avec une puissance de 80 mW par élément est présentée sur la figure IV.28. Les résultats

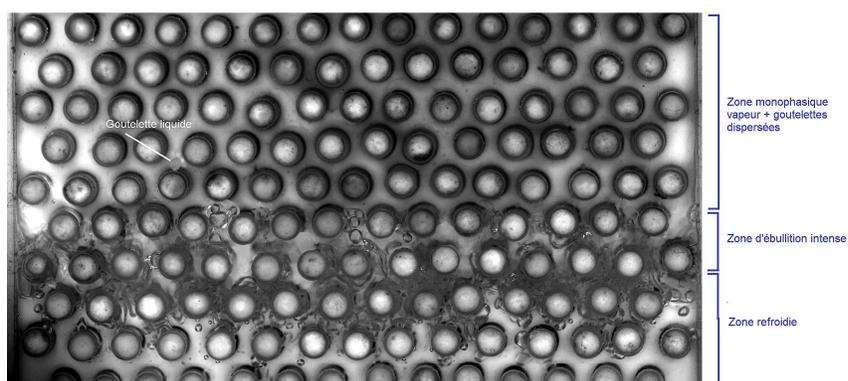


Figure IV.27 – Visualisation des trois zones d'écoulement

obtenus sont très similaires à ceux observés avec l'expérience PRELUDE : l'augmentation du débit liquide tend à accroître la différence entre les deux vitesses de progression, si bien que plus la vitesse d'injection est importante, plus la zone diphasique grandit au cours du temps. Quant à l'influence de la puissance de chauffage, présentée sur la figure IV.29 pour une injection, il est logique de constater qu'une augmentation de la source de chaleur tend à ralentir les fronts de renoyage.

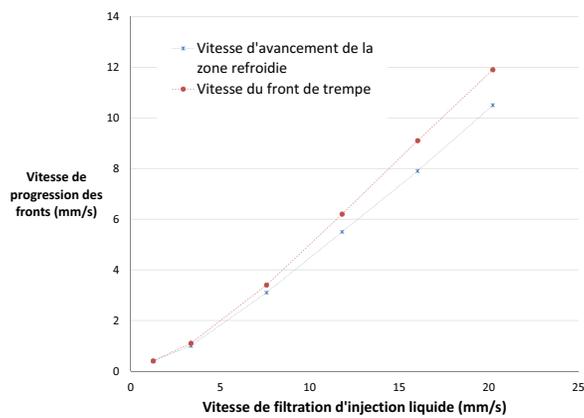


Figure IV.28 – Influence du débit d'injection sur les vitesses des fronts

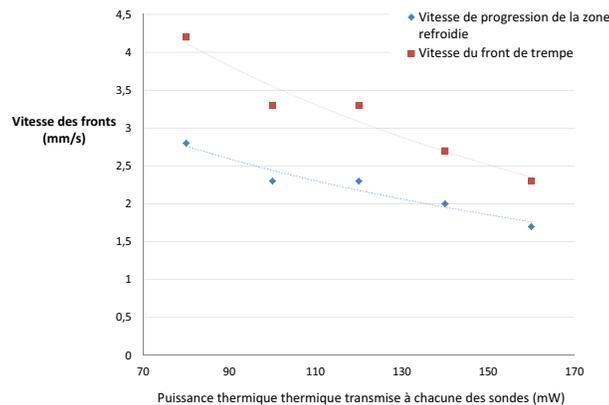


Figure IV.29 – Influence de la puissance de chauffage sur les vitesses des fronts

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit le dispositif expérimental développé pour l'étude de l'ébullition en masse dans un milieu poreux modèle. L'objectif principal de notre étude est d'obtenir des données phénoménologiques et quantitatives dans la perspective de l'amélioration du modèle de transferts de chaleur et de masse dans un écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur en milieu poreux, développé dans le cadre des études de sûreté nucléaire grâce aux travaux de Petit *et al.* [113], Duval *et al.* [49] et Bachrata *et al.* [6]. Après une présentation des transferts de chaleur par ébullition dans le chapitre I, nous avons décrit ce modèle macroscopique à non-équilibre thermique local et mis en exergue les incertitudes liées aux choix de modélisation d'une part et à l'estimation des paramètres intrinsèques d'autre part.

En ce qui concerne la contribution de l'ébullition aux transferts de chaleur, le principal choix de modélisation contestable est l'utilisation du principe de superposition pour évaluer le flux extrait aux particules surchauffées à partir des calculs effectués dans les configurations d'écoulement simples (Solide-Liquide-Gaz et Solide-Gaz-Liquide SGL). Nous avons montré que la validité de ce principe est confortée par des analyses théoriques (bilans de flux à l'interface solide-fluides). De plus, l'analogie avec le modèle de Chen et le bon accord avec les résultats expérimentaux (expérience PRELUDE) montrent que le raisonnement suivi est pertinent. Les hypothèses sur les régimes d'écoulement à l'échelle du pore restent cependant simplistes. Le premier objectif de notre étude expérimentale est donc de fournir des visualisations des écoulements rencontrés lors d'un renoyage d'un milieu poreux.

Quant à l'estimation des coefficients d'échange en ébullition convective introduits dans le modèle, le choix des corrélations est difficile car, à notre connaissance, aucune corrélation n'est disponible dans la littérature pour l'ébullition en milieu poreux. Le second

objectif du dispositif expérimental est donc de caractériser l'influence d'un milieu poreux modèle chauffant en masse sur les échanges de chaleur en ébullition convective à l'échelle du pore.

Les étapes suivies et les difficultés rencontrées lors de la conception et de la réalisation de ce dispositif ont été présentées dans le chapitre III. Le cœur du montage est un faisceau désordonné de cylindres disposés entre deux plaques de céramique, formant ainsi un lit de particules "2D". Chaque élément constitutif de ce milieu poreux modèle est un élément sensible Pt100 utilisé à la fois en tant que sonde de température et comme élément chauffant (ébullition en masse). Le contrôle thermique des résistances de platine est assuré par un dispositif électronique conséquent, permettant d'asservir les sondes en puissance ou en température. La section test est insérée dans une boucle fluide permettant le contrôle et la mesure de la pression, de la température d'injection et du débit liquide. Exceptée la géométrie figée du milieu poreux, le dispositif mis en place permet donc de régler les principaux paramètres influant sur l'échange de chaleur par ébullition convective.

L'estimation des pertes et des puissances effectivement transmises au fluide en écoulement grâce à une modélisation réseau permet d'interpréter les mesures effectuées en régime stationnaire et de tracer des courbes d'ébullition dans différentes configurations d'écoulement. Les régimes d'ébullition nucléée, transitoire et en film sont caractérisés pour un élément unique au sein du milieu "froid", ce qui nous fournit une courbe d'ébullition de référence. L'influence du chauffage des éléments environnants (et principalement des éléments en amont de la sonde étudiée) sur la valeur du flux critique est ensuite mise en exergue grâce à des expériences simples. Ces résultats montrent déjà la nécessité d'adapter, peut-être avec un simple coefficient de sécurité, les corrélations utilisées dans le modèle macroscopique pour estimer le flux maximal extrait des débris surchauffés. Les résultats obtenus lors des transitoires de renoyage sont très similaires aux essais réalisés sur le dispositif expérimental PRELUDE. Les mesures thermiques permettent de déterminer précisément la vitesse du front de trempe et surtout la progression de la zone refroidie, ce qui n'est pas évident à déceler avec les visualisations.

Perspectives expérimentales

Du fait des difficultés rencontrées lors de la conception et de la réalisation du dispositif expérimental, peu de résultats ont été accumulés au vu des possibilités offertes par cette expérience. L'exploitation du dispositif existant n'est toutefois pas terminée. Elle se poursuit avec la thèse d'Ange Gourbil dont l'objectif est notamment de multiplier les expériences sur le dispositif existant afin de confirmer les tendances présentées dans ce manuscrit. Il s'agit là de la perspective principale à ce travail.

D'autre part, une seconde section test ne comprenant que 250 cylindres a été réalisée, dans laquelle 100 cylindres sont contrôlés individuellement. Cette configuration permettra d'étudier le chauffage partiel de la matrice de cylindres et de répondre à des questions restées en suspens. Il sera intéressant par exemple d'observer l'allure de la courbe de Nukiyama lorsque seulement une sonde sur deux est chauffée, ce qui reproduirait plus fidèlement la situation des lits de débris réels dans les cuves des réacteurs nucléaires accidentés où seules les particules d'uranium dégagent une puissance thermique. Le deuxième objectif de cette thèse est de mettre au point un traitement d'images permettant une

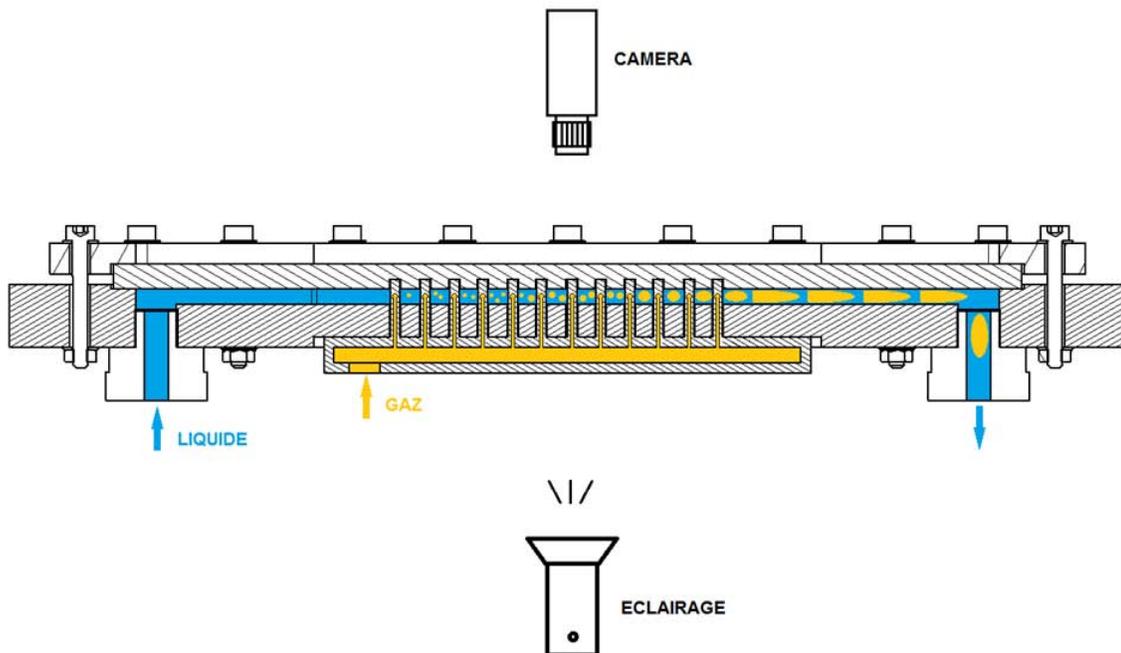


Figure IV.30 – Dispositif expérimental "froid"

estimation des taux de vides locaux, afin de tester la pertinence des coefficients introduits pour la superposition, dans le modèle macroscopique, des configurations SLG et SGL.

Enfin, nous avons commencé la conception d'une expérience "froide" où la phase gazeuse serait générée par injection de gaz via les éléments cylindriques constitutifs du milieu poreux, avec une géométrie identique à la section étudiée dans ce manuscrit. Un tel dispositif permettrait de s'affranchir du problème thermique et d'observer plus spécifiquement l'écoulement diphasique grâce à une visualisation par ombroscopie (Figure IV.30) et, grâce au contrôle de l'injection de gaz, de valider la mesure du taux de vide à l'aide de ces visualisations. D'un point de vue théorique, l'objectif de l'expérience froide est de conduire une comparaison qualitative et quantitative des lois d'écoulement entre le cas isotherme et le cas de l'ébullition, étant donné que les modèles hydrodynamiques diphasiques intervenant dans les modèles avec ébullition ont été initialement établis pour des situations isothermes, sans changement de phase.

Perspectives de nature théorique et numérique

Des essais avec le dispositif expérimental PRELUDE à l'IRSN ont mis en évidence de fortes instabilités du front de refroidissement, en particulier pour des essais avec une température initiale élevée. La question de la stabilité de ce front est un sujet intéressant en tant que tel qui peut s'aborder a priori à partir d'une modélisation plus simple que celle correspondant au modèle macroscopique complet présenté au chapitre II. Des premiers travaux dans ce sens ont été effectués au cours de cette thèse. Ils sont présentés dans l'Annexe A. Il serait intéressant de poursuivre ce travail, en liaison aussi avec les expériences de renoyage avec le milieu modèle.

Au-delà de l'hypothèse continue

Comme pour les autres phénomènes de transport en milieu poreux, la modélisation de l'ébullition peut s'envisager dans d'autres cadres que celui de l'approche continue, qui reste sans ambiguïté l'approche à privilégier pour simuler l'ébullition et les transferts associés à l'échelle d'un réacteur ou d'un lit de débris. Étant donné que notre dispositif expérimental permet de visualiser les phénomènes à l'échelle des pores, il est tentant de vouloir simuler les phénomènes directement à cette échelle ou à l'échelle de l'ensemble du faisceau de cylindres. L'avantage serait aussi de disposer d'outils numériques permettant

de mieux caractériser les paramètres du modèle macroscopique du chapitre II.

La tâche est toutefois considérable en situation d'ébullition, comme en réalité en diphasique liquide-gaz froid, étant donné le caractère très perméable des milieux étudiés qui ne permettent pas de s'appuyer sur une hypothèse d'équilibre capillaire local, c'est-à-dire à l'échelle du VER. Dans le cas diphasique froid, des simulations numériques directes sont possibles [69] [68]. Elles sont coûteuses en temps de calcul et ne permettent de considérer qu'un nombre très limité de pores. En situation d'ébullition, il semble que des efforts doivent être encore effectués dans la mise au point des codes avant de pouvoir envisager un travail analogue à celui présenté par Horgue *et al.* [69] pour le cas froid pour une géométrie voisine de celle de notre système expérimental.

Une technique très utilisée pour simuler les écoulements dans des domaines contenant un assez grand nombre de pores est la technique des réseaux de pores [69] [85]. Cette technique est beaucoup moins gourmande en temps de calcul que les simulations directes grâce aux approximations effectuées pour décrire les écoulements entre deux pores. Elle est cependant encore peu développée pour les milieux très perméables qui nous intéressent. Les travaux présentés par Horgue *et al.* [69] et Larachi *et al.* [85] pour les écoulements monophasiques ou diphasiques isothermes sans changement de phase laissent cependant à penser qu'il est possible d'étendre ces modèles au cas de l'ébullition. Même s'il s'agit d'une problématique difficile et encore incertaine, cela mériterait sans doute d'être tenté.

Une autre approche, peut-être plus simple et moins ambitieuse, serait de se concentrer sur les régimes à bulles. Beaucoup de travaux ont été effectués ces dernières années dans le domaine de la microfluidique sur la dynamique de populations de bulles dans des réseaux. On peut se demander si il n'y a pas là une source d'inspiration avec comme déficit supplémentaire la prise en compte des phénomènes de changement de phase.

Annexe A

Etude numérique de l'instabilité du front de renoyage

Lors des essais sur le dispositif expérimental PRELUDE à l'IRSN, de fortes instabilités du front de refroidissement ont été observées, particulièrement pour des essais avec une température initiale élevée. Afin d'identifier les phénomènes de déstabilisation d'un tel front, une étude numérique de stabilité d'un front de vaporisation a été initiée au cours de cette thèse. Pour cette étude, nous faisons l'hypothèse forte d'équilibre thermique local. Le renoyage d'un lit de débris chaud est alors décrit comme l'invasion d'un milieu gazeux, en équilibre thermique avec la phase solide surchauffée, par un milieu liquide, en équilibre avec la phase solide refroidie.

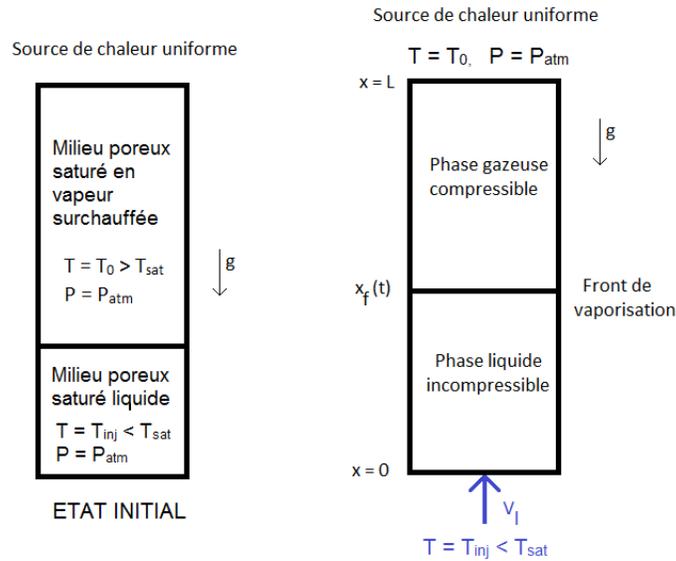


Figure A.1 – Modélisation du renvoyage.

1 Modélisation du renvoyage avec équilibre thermique local

1.1 Maillage dynamique

Afin de modéliser le renvoyage du milieu poreux saturé en vapeur surchauffée, un modèle à équilibre thermique local est réalisé sous COMSOL et MATLAB. Le principe est de séparer le milieu poreux en deux domaines : un domaine liquide incompressible et un domaine vapeur compressible. Afin de suivre l'avancement du front de vaporisation, c'est-à-dire de l'interface entre les deux domaines, un maillage dynamique (environ 9000 mailles) est utilisé et chaque domaine est maillé séparément (Figure A.2).

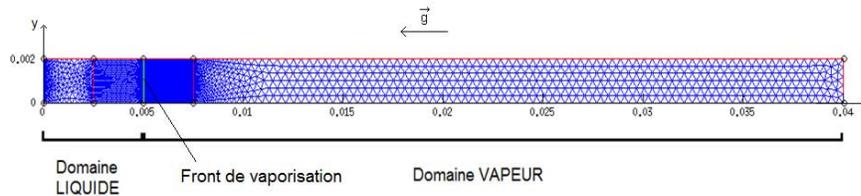


Figure A.2 – Maillage des domaines liquide et vapeur (dimensions en m).

Pour la résolution, le modèle éléments finis est basé sur une formulation ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian). Ainsi, le maillage dans chaque domaine peut bouger de manière arbitraire afin d'optimiser la qualité du maillage local. Le maillage dans le domaine liquide est alors étiré lors de la progression du front alors que celui du domaine vapeur est comprimé. Dès lors que la qualité du maillage dépasse un seuil minimum de 0.65, les deux domaines sont remaillés avant de poursuivre la résolution. De plus, deux sous-domaines sont maillés très finement de chaque côté de l'interface et leur mouvement est calqué sur le mouvement de l'interface, de manière à éviter qu'ils ne se déforment. La qualité du maillage aux alentours de l'interface est donc préservée, ce qui est primordial pour l'étude d'instabilité de ce front.

Le domaine est positionné horizontalement pour des facilités de modélisation, mais la gravité est bien adaptée comme montré dans la figure A.2, où le vecteur d'accélération gravitationnelle est représenté.

1.2 Résolution du problème de Stefan

L'hypothèse d'équilibre thermique local implique qu'une seule température est considérée dans chaque domaine. Les équations résolues pour estimer la pression, la vitesse et la température dans chaque domaine β sont donc :

La conservation de la masse :

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{v}_\beta) = 0 \quad (\text{A.1})$$

La conservation de la quantité de mouvement (loi de Darcy) :

$$\mathbf{v}_\beta = -\frac{K}{\mu_\beta} (\nabla P_\beta + \rho_\beta g \mathbf{x}) \quad (\text{A.2})$$

La conservation de l'enthalpie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_\beta C_{p\beta} T_\beta}) + C_{p\beta} \nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{v}_\beta T_\beta) = \overline{\lambda_\beta} \nabla^2 T_\beta + \varpi_s \quad (\text{A.3})$$

où $\beta = g, l$ pour le domaine gaz et le domaine liquide respectivement et $\overline{\lambda_\beta} = \varepsilon \lambda_{\beta s} + (1 - \varepsilon) \lambda_s$.

La combinaison des équations A.1, A.2 et A.3 fournit un système de deux équations, une équation de diffusion pour la pression et une équation de diffusion-convection pour la température.

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} - \left(\rho_\beta \frac{K}{\mu_\beta} (P_\beta + \rho_\beta g x) \right) = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial T_\beta}{\partial t} + \rho_\beta C_{p\beta} \mathbf{v}_\beta \cdot \nabla T_\beta = \overline{\lambda}_\beta \nabla^2 T_\beta + \overline{\varpi}_s \quad (\text{A.5})$$

Dans la phase gazeuse, la masse volumique de la vapeur ρ_g est estimée grâce à l'équation d'état des gaz parfaits, afin de prendre en compte les effets de compressibilité :

$$P_g = \rho_g r_g T_g \quad (\text{A.6})$$

Quant aux conditions aux limites, l'entrée du liquide est imposée à une température d'injection T_{inj} avec une vitesse d'injection v_l , constante dans la phase liquide du fait de l'incompressibilité. La sortie de la vapeur se fait à pression atmosphérique P_{atm} . Le flux de chaleur imposé à la sortie est le flux convecté (sortie libre). A l'interface, la température est imposée à T_{sat} et la discontinuité en pression s'exprime grâce à la conservation de la masse aux bornes du front de vaporisation (Equation A.7) :

$$\rho_l (\mathbf{v}_l \cdot \mathbf{n} - \varepsilon \dot{x}_f) = \rho_g (\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{n} - \varepsilon \dot{x}_f) \quad (\text{A.7})$$

Enfin, la vitesse normale d'avancée du front \dot{x}_f est obtenue grâce au bilan enthalpique à l'interface :

$$\rho_l (\mathbf{v}_l \cdot \mathbf{n} - \varepsilon \dot{x}_f) h_{fg} = (\overline{\lambda}_g T_g - \overline{\lambda}_l T_l) \cdot \mathbf{n} \quad (\text{A.8})$$

où \mathbf{n} est la normale à l'interface et la vitesse du front définie par $\mathbf{V}_f = \dot{x}_f \mathbf{n}$.

La résolution de l'ensemble de ces équations nous fournit donc les champs de température et de pression, ainsi que la vitesse d'avancée du front en chaque temps du renoyage. Les résultats ont été calculés en l'absence de flux de chaleur, de manière à obtenir une vitesse de progression stationnaire, 1s environ après le début du renoyage. Le liquide considéré ici est de l'eau, comme dans les expériences PRELUDE, injecté à $T_{inj} = 20^\circ\text{C}$ et à une vitesse de 5mm/s dans un milieu poreux de perméabilité $K = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{m}^2$ à une température initiale de $T_0 = 200^\circ\text{C}$. Le profil de température

longitudinal obtenu est présenté dans la figure A.3 et l'évolution de la vitesse du front dans la figure A.4. La vitesse stationnaire obtenue est tout à fait conforme à celle obtenue avec la solution analytique du problème 1D proposée par Fitzgerald et Woods [52], avec une erreur relative de 10^{-3} .

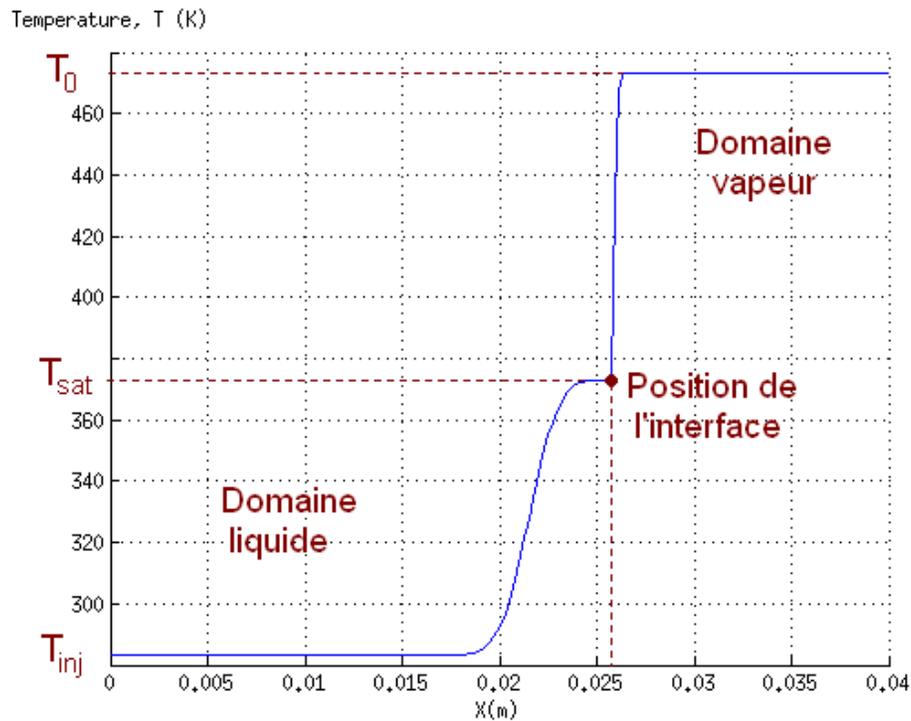


Figure A.3 – Profil longitudinal de température au cours du renoyage ($t=3.6s$).

Dans ce cas le front de vaporisation est stable, donc plat. Nous avons ainsi obtenu la solution de base que nous allons tenter de déstabiliser.

2 Déstabilisation du front de vaporisation

2.1 Critère absolu de stabilité

Une première analyse physique simple de la stabilité du front nous mène à l'écriture d'un critère absolu de stabilité. En effet, l'interface peut se déstabiliser dès lors que le gradient de pression au-delà du front (partie vapeur) est plus important que celui avant

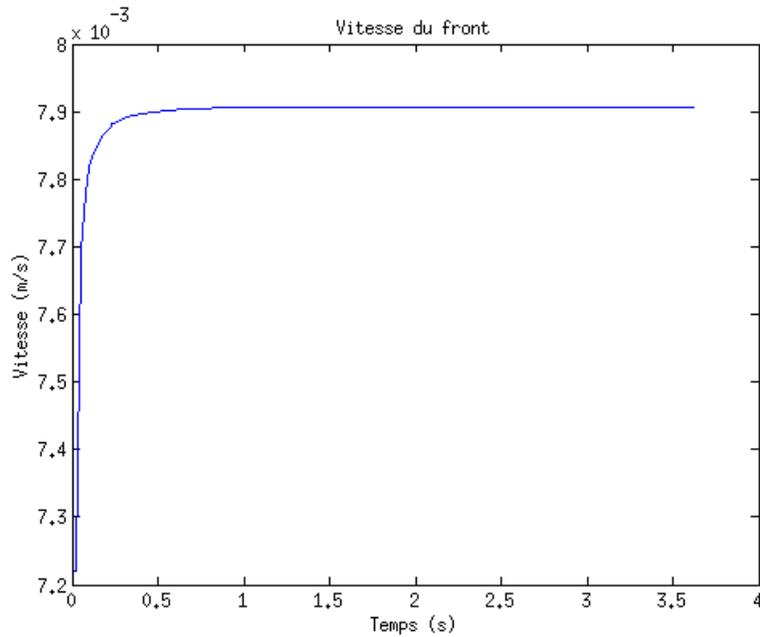


Figure A.4 – Evolution de la vitesse du front de renoyage.

le front (partie liquide). Ce critère de stabilité est utilisé pour prévoir le déclenchement de la digitation visqueuse, phénomène qui apparaît lorsqu'un fluide peu visqueux déplace un fluide plus visqueux dans un milieu poreux. Dans le cas d'injection d'eau dans un milieu surchauffé saturé en vapeur, cette déstabilisation peut survenir en cas de forte évaporation, lorsque la vitesse de la phase gazeuse est assez importante pour que le gradient de pression vapeur excède celui de la phase liquide.

D'un point de vue mathématique, grâce à l'écriture de la conservation de la masse à l'interface (Equation A.7), ce critère de stabilité peut s'exprimer facilement (Equation A.9). Ainsi le front peut devenir instable si le critère suivant n'est pas respecté :

$$\frac{(\rho_g - \rho_l)gK}{\mu_l v_l} + F \frac{\rho_l \mu_g}{\rho_g \mu_l} < 1 \quad (\text{A.9})$$

où F est le taux d'évaporation, défini par : $\varepsilon \dot{x}_f = (1 - F)\mathbf{v}_l \cdot \mathbf{n}$.

Le domaine de stabilité du front ainsi obtenu est tracé dans la figure A.5.

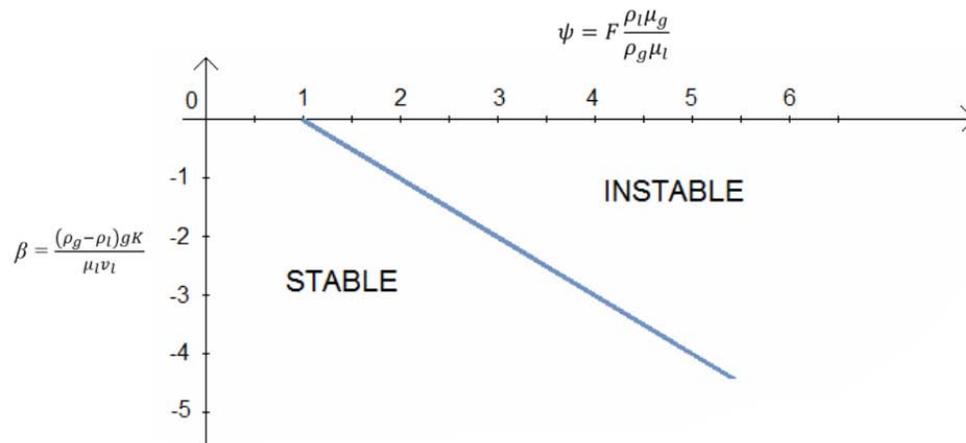


Figure A.5 – Domaine de stabilité d'un front de vaporisation.

2.2 Déstabilisation du front de vaporisation à partir du modèle 2D de renoyage

Afin d'observer la déstabilisation de l'interface liquide/vapeur dans le modèle réalisé, il faut introduire une petite perturbation dans le champ de perméabilité. Suivant les conditions de renoyage, les déformations induites peuvent soit croître, soit se résorber.

Nous introduisons une perturbation \tilde{K} de la forme : $K = K_0 + \tilde{K} = K_0 + \kappa \sin(\gamma y)$. Trop peu de résultats ont été collectés pour le moment pour fournir un domaine de stabilité. En revanche, la déstabilisation du front de vaporisation a bien été observée, comme montré dans la figure A.6.

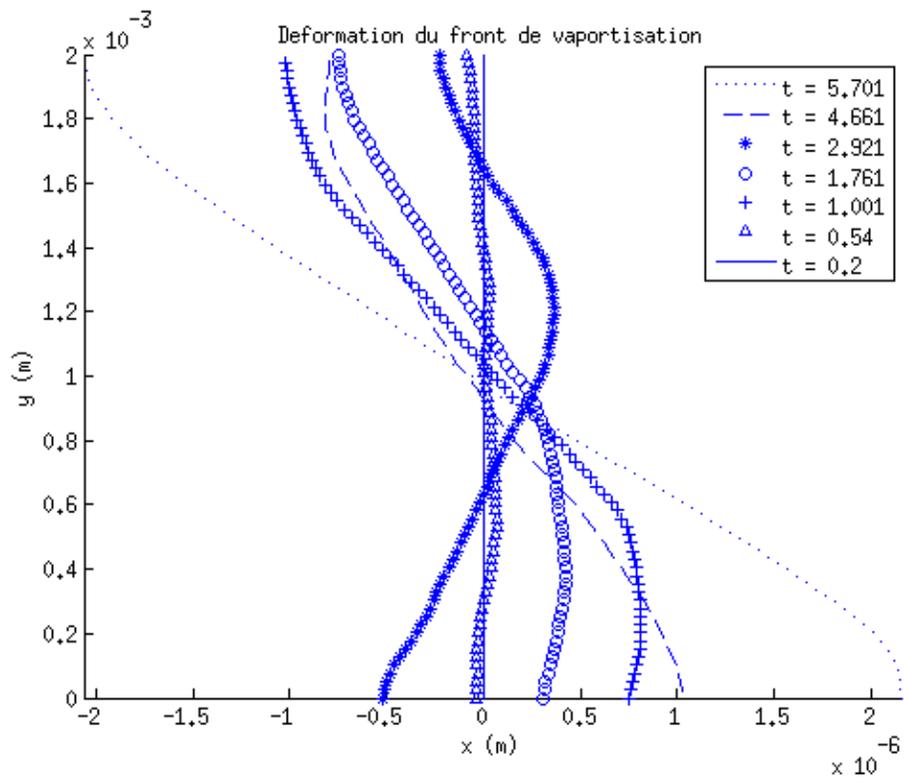
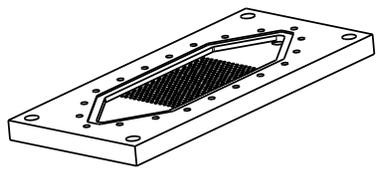


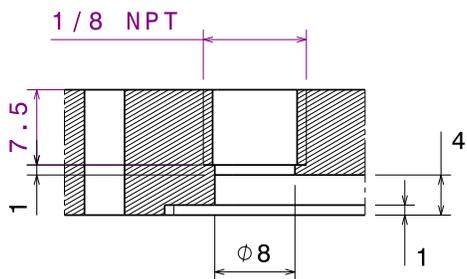
Figure A.6 – Profil de l'interface liquide/vapeur à différents instants du renoyage (temps en s).

Annexe B

Plans détaillés des plaques céramique



Vue isométrique
Echelle 1/3



Détail C
Echelle 2/1

PLAQUE MACOR Echelle 1/2
Avec perçage de 392
trous débouchants de
2.1mm de diamètre

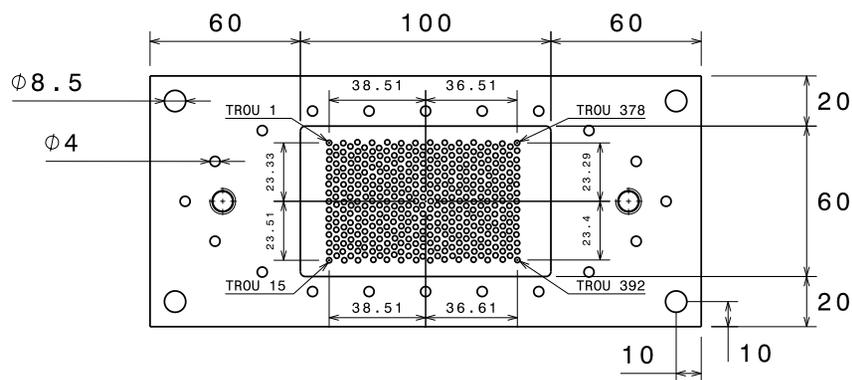
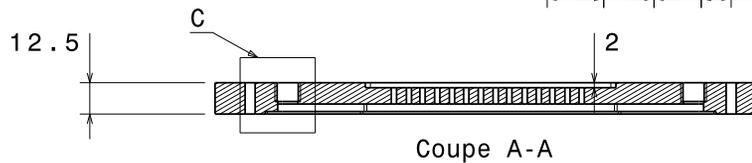
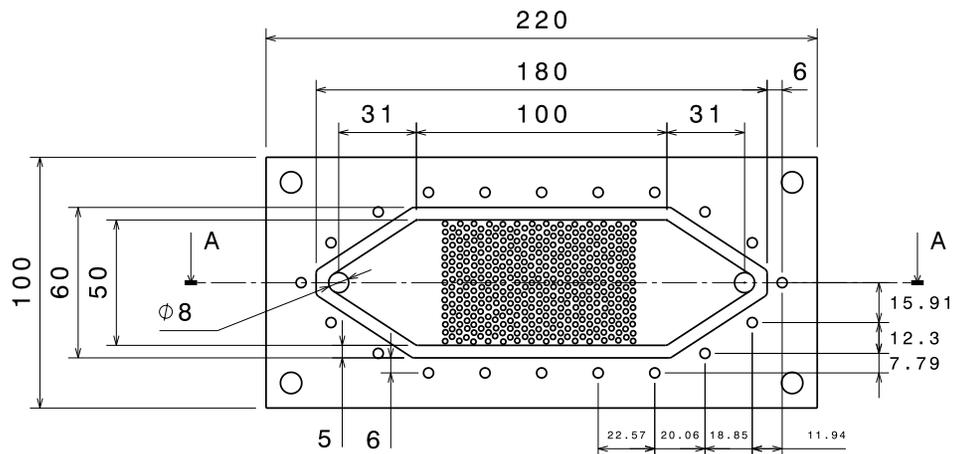
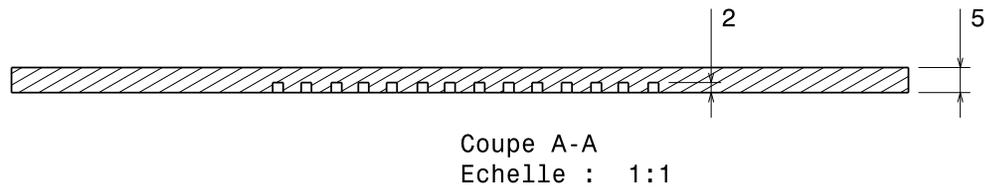
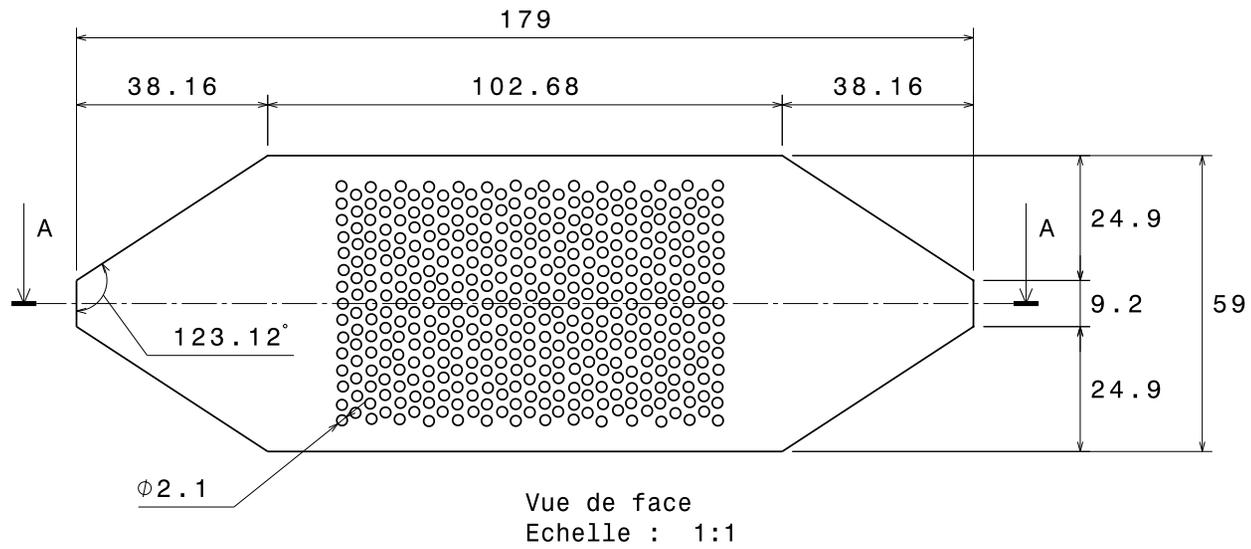


Figure B.1



PLAQUE VYCOR + POLISSAGE
Avec perçage de 392 trous borgnes de 2.1mm de diamètre

Figure B.2

Bibliographie

- [1] L. Aprin, P. Mercier, and L. Tadrist. Local heat transfer analysis for boiling of hydrocarbons in complex geometries : A new approach for heat transfer prediction in staggered tube bundle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(19) :4203-4219, 2011.
- [2] K. Atkhen and G. Berthoud. SILFIDE experiment : Coolability in a volumetrically heated debris bed. *Nuclear Engineering and Design*, 236(19-21) :2126-2134, 2006.
- [3] H. Auracher and W. Marquardt. Heat transfer characteristics and mechanisms along entire boiling curves under steady-state and transient conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(2) :223-242, 2004.
- [4] J.-L. Auriault. Nonsaturated deformable porous media : Quasistatics. *Transport in Porous Media*, 2(1) :45-64, 1987.
- [5] A. Bachrata. *Modeling of reflood of severely damaged reactor core*. PhD thesis, 2012.
- [6] A. Bachrata, F. Fichot, G. Repetto, M. Quintard, and Joelle Fleurot. Quench front progression in a superheated porous medium : experimental analysis and model development. *Journal of Energy and Power Engineering*, 7 :514-523, 2013.
- [7] S.G. Bankoff. Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface. *AIChE journal*, 4(1) :24-26, 1958.
- [8] Z.Y. Bao, D.F. Fletcher, and B.S. Haynes. Flow boiling heat transfer of freon r11 and hcfc123 in narrow passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(18) :3347-3358, 2000.
- [9] J. Bear. *Dynamics of fluids in porous media*. Elsevier, New York, 1972.

BIBLIOGRAPHIE

- [10] P.J. Berenson. *Transition boiling heat transfer from a horizontal surface*. Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1960.
- [11] P.J. Berenson. Experiments on pool-boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5(10) :985 999, 1962.
- [12] A.E. Bergles and W.M. Rohsenow. The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer (US)*, 86, 1964.
- [13] G. Berthoud and M. Valette. Development of a multidimensional model for the premixing phase of a fuel-coolant interaction. *Nuclear engineering and design*, 149(1) :409 418, 1994.
- [14] R.W. Bjorg, G.R. Hall, and W.M. Rohsenow. Correlation of forced convection boiling heat transfer data. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(6) :753 757, 1982.
- [15] P. Bousquet-Melou, B. Goyeau, M. Quintard, F. Fichot, and D. Gobin. Average momentum equation for interdendritic flow in a solidifying columnar mushy zone. *International journal of heat and mass transfer*, 45(17) :3651 3665, 2002.
- [16] B.P. Breen. *Effect of Diameter of Horizontal Tubes of Film Boiling*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1961.
- [17] L.A. Bromley, N.R. LeRoy, and J.A. Robbers. Heat transfer in forced convection film boiling. *Industrial & Engineering Chemistry*, 45(12) :2639 2646, 1953.
- [18] L.R.A. Bromley. *Heat Transfer in Stable Film Boiling*. AECD. University of California, Berkeley, 1949.
- [19] R. H. Brooks and A. T. Corey. Properties of porous media affecting fluid flow. *J. Irrig. Drain. Div. Am. Soc. Civ. Eng. IR2*, 92 :61 89, 1966.
- [20] J.M. Broughton, P. Kuan, D.A. Petti, and E.L. Tolman. A scenario of the three mile island unit 2 accident. *Nuclear Technology*, 87 :34 53, 1989.
- [21] J.-M. Buchlin, A.K. Stubos, and C.Perez Caseiras. Thermohydraulics of heated porous media associated with nuclear reactor safety. In Jacob Bear and M.Yavuz Corapcioglu, editors, *Transport Processes in Porous Media*, volume 202 of *NATO ASI Series*, pages 315 370. Springer Netherlands, 1991.

-
- [22] P. C. Carman. The determination of the specific surface area of powder I. *J. Soc. Chem. Ind.*, 57 :225 234, 1937.
- [23] I. Catton, V.K. Dhir, and C.W. Somerton. *An experimental study of debris bed coolability under pool boiling conditions*. Palo Alto, California : The Institute, 1983.
- [24] S.H. Chang and W.-P. Baek. Understanding, predicting and enhancing critical heat flux. In *The 10th international Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermo-hydraulics*, 2003.
- [25] S.H. Chang and K.W. Lee. A critical heat flux model based on mass, energy, and momentum balance for upflow boiling at low qualities. *Nuclear Engineering and Design*, 113(1) :35 50, 1989.
- [26] J. C. Chen. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3) :322 329, 1966.
- [27] J.C. Chen. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flows. *I&EC Process Design and Development*, 5(3) :322 329, 1966.
- [28] P. Cheng and H.Y. Wu. Mesoscale and microscale phase-change heat transfer. volume 39 of *Advances in Heat Transfer*, pages 461 563. Elsevier, 2006.
- [29] N. Chikhi and F. Fichot. Reflooding model for quasi-intact rod configuration : Quench front tracking and heat transfer closure laws. *Nuclear Engineering and Design*, 240(10) :3387 3396, 2010.
- [30] S. Cioulachtjian, L. Tadrist, R. Occelli, R. Santini, and J. Pantaloni. Experimental analysis of heat transfer with phase change in porous media crossed by a fluid flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5(4) :533 547, 1992.
- [31] R. Cole and W.M. Rohsenow. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids. In *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser*, volume 65, pages 211 213, 1969.
- [32] J.G. Collier and J.R. Thome. *Convective boiling and condensation*. Oxford University Press, 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- [33] M.G. Cooper. Saturation nucleate pool boiling : a simple correlation. In *1st UK National Conference on Heat Transfer*, volume 2, pages 785 793, 1984.
- [34] K. Cornwell and S.D. Houston. Nucleate pool boiling on horizontal tubes : a convection-based correlation. *International journal of heat and mass transfer*, 37 :303 309, 1994.
- [35] K. Cornwell and R.B. Schüller. A study of boiling outside a tube bundle using high speed photography. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(5) :683 690, 1982.
- [36] M. Cumo, G.E. Farello, J. Gasiorowski, G. Iovino, and A. Naviglio. Quality influence on the departure from nucleate boiling in crossflows through bundles. *Nuclear Technology*, 49(3) :337 346, 1980.
- [37] H. Darcy. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. V. Dalmont (Paris), 1856.
- [38] E. Décossin. *Ebullition et assèchement dans un lit de particules avec production interne de chaleur : premières expériences et simulations numériques en situation multidimensionnelle*. PhD thesis, 2000.
- [39] V.K. Dhir. Boiling heat transfer. *Annual review of fluid mechanics*, 30(1) :365 401, 1998.
- [40] V.K. Dhir. Mechanistic prediction of nucleate boiling heat transfer-achievable or a hopeless task? *Journal of heat transfer*, 128(1) :1 12, 2006.
- [41] V.K. Dhir and I. Catton. Dryout heat fluxes for inductively heated particulate beds. *Journal of Heat Transfer*, 99(2) :250 256, 1977.
- [42] S. Di Bari and A.J. Robinson. Experimental study of gas injected bubble growth from submerged orifices. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44 :124 137, 2013.
- [43] J.E. Diehl. Calculate condenser pressure drop. *Petroleum Refiner*, 36(10) :147 153, 1957.
- [44] F.W. Dittus and L.M.K. Boelter. *Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type*. University of California Press, 1930.
- [45] T.B. Drew and A.C. Mueller. Boiling. *Trans. AIChE*, 33 :449, 1937.

-
- [46] J. Duco. Accidents nucléaires - Three Mile Island (Etats-Unis). *Techniques de l'ingénieur – Sécurité et Protection Nucléaires*, 2004.
- [47] V. Dupont, J. R. Thome, and A. M. Jacobi. Heat transfer model for evaporation in microchannels. part II : comparison with the database. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(14-16) :3387 3401, 2004.
- [48] F. Duval. *Modélisation du renoyage d'un lit de particules : contribution à l'estimation des propriétés de transport macroscopiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [49] F. Duval, F. Fichot, and M. Quintard. A local thermal non-equilibrium model for two-phase flows with phase-change in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(3) :613 639, 2004.
- [50] S. Ergun. Fluid flow through packed columns. *Chem. Eng. Prog.*, 48, 1952.
- [51] F. Fichot, F. Duval, N. Trégourès, C. Béchaud, and M. Quintard. The impact of thermal non-equilibrium and large-scale 2D/3D effects on debris bed reflooding and coolability. *Nuclear Engineering and Design*, 236 :2144 2163, 2006.
- [52] S.D. Fitzgerald and A.W. Woods. Instabilities during liquid migration into superheated hydrothermal systems. *Proc. Stanford Geoth. Workshop*, 20 :183 189, 1995.
- [53] T.W. Forest. The stability of gaseous nuclei at liquid-solid interfaces. *Journal of Applied Physics*, 53(9) :6191 6201, 1982.
- [54] H.K. Forster and N. Zuber. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, 1(4) :531 535, 1955.
- [55] M. Fourar and R. Lenormand. Inertial effects in two-phase flow through fractures. *Oil & Gas Science and Technology*, 55(3) :259 268, 2000.
- [56] W. Fritz. Maximum volume of vapor bubbles. *Physik Zeitschr*, 36(11) :379 384, 1935.
- [57] Y. Fujita, Q. Bai, and S. Hidaka. Heat transfer and flow pattern in horizontal tube bundles under pool and flow boiling conditions. In *Convective Flow and Pool boiling Conference, Engineering Foundation. Germany*, 1997.

BIBLIOGRAPHIE

- [58] T. Ginsberg, J. Klein, C.E. Schwarz, and J. Klages. Transient core debris bed heat removal experiments and analysis. In *International Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety*, 1982.
- [59] P. Griffith and J.D. Wallis. The role of surface conditions in nucleate boiling. Technical report, Cambridge, Mass. : Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1958.
- [60] D.C. Groeneveld and G.A. Freund. Post-dryout heat transfer at reactor operating conditions. Technical report, 1973.
- [61] D.C. Groeneveld, L.K.H. Leung, P.L. Kirillov, V.P. Bobkov, I.P. Smogalev, V.N. Vinogradov, X.C. Huang, and E. Royer. The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes. *Nuclear Engineering and Design*, 163(1) :1-23, 1996.
- [62] V. Guillard, F. Fichot, P. Boudier, M. Parent, and R. Roser. Icare/cathare coupling : three-dimensional thermalhydraulics of LWR severe accidents. *Proceedings of ICONS*, 9(9), 2001.
- [63] K.E. Gungor and R.H.S. Winterton. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29(3) :351-358, 1986.
- [64] J. Hager, R. Wimmerstedt, and S. Whitaker. Steam drying a bed of porous spheres : Theory and experiment. *Chemical engineering science*, 55(9) :1675-1698, 2000.
- [65] Y. Haramura and Y. Katto. A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(3) :389-399, 1983.
- [66] S.M. Hassanizadeh and W.G. Gray. Toward an improved description of the physics of two-phase flow. *Advances in Water Resources*, 16(1) :53-67, 1993.
- [67] G.F. Hewitt, J.M. Delhay, and N. Zuber. *Post-dryout heat transfer*, volume 7. CRC Press, 1992.
- [68] P. Horgue. Modélisation multi-échelle d'un écoulement gaz-liquide dans un lit fixe de particules. 2012.

-
- [69] P. Horgue, F. Augier, P. Duru, M. Prat, and M. Quintard. Experimental and numerical study of two-phase flows in arrays of cylinders. *Chemical Engineering Science*, 102 :335 345, 2013.
- [70] F.P. Incropera, A. S Lavine, and D.P. DeWitt. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons Incorporated, 2011.
- [71] A.M. Jacobi and J.R. Thome. Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *Journal of Heat Transfer*, 124(6) :1131 1136, 2002.
- [72] D. Jacquemain, S. Bourdon, A. de Braemaeker, and M. Barrachin. Phebus fpt1 final report. *Document PHÉBUS PF*, 2000.
- [73] D. Jacquemain, J. Repussard, and Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire. *Les accidents de fusion du cœur des réacteurs nucléaires de puissance*. Collection sciences et techniques. EDP Sciences, 2013. IRSN = Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.
- [74] M.Z. Jakob. *Heat Transfer*. 1949.
- [75] W.H. Jens and P.A. Lottes. *Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density data for high-pressure water*. Naval Reactor Division, Argonne National Laboratory, 1955.
- [76] M.K. Jensen, M.J. Reinke, and J.-T. Hsu. The influence of tube bundle geometry on cross-flow boiling heat transfer and pressure drop. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2(4) :465 476, 1989.
- [77] S.G Kandlikar. Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling, and significant void flow regions of subcooled flow boiling. *Transactions - ASME Journal of Heat Transfer*, 120 :395 401, 1998.
- [78] Y. Katto. A prediction model of subcooled water flow boiling chf for pressure in the range 0.1 20 mpa. *International journal of heat and mass transfer*, 35(5) :1115 1123, 1992.
- [79] I.V. Kazachkov and M.J. Konovalikhin. Steam flow through the volumetrically heated particle bed. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(11) :1077 1087, 2002.

BIBLIOGRAPHIE

- [80] P.A. Kew and K. Cornwell. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, 17(8-10) :705 715, 1997.
- [81] A.M. Kiper. Minimum bubble departure diameter in nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14(7) :931 937, 1971.
- [82] S.S. Kutateladze. On the transition to film boiling under natural convection. *Kotloturbostroenie*, 3(152-158) :20, 1948.
- [83] M. Lallemand. Transferts en changement de phase Ébullition libre. *Techniques de l'ingénieur – Transferts thermiques*, base documentaire : TIB214DUO.(ref. article : be8235), 2014. fre.
- [84] Monique Lallemand. Transferts en changement de phase Ébullition convective. *Techniques de l'ingénieur Transferts thermiques*, base documentaire : TIB214DUO.(ref. article : be8236), 2014.
- [85] F. Larachi, R. Hannaoui, P. Horgue, F. Augier, Y. Haroun, S. Youssef, E. Rosenberg, M. Prat, and M. Quintard. X-ray micro-tomography and pore network modeling of single-phase fixed-bed reactors. *Chemical Engineering Journal*, 240 :290 306, 2014.
- [86] D. Lasseux, M. Quintard, and S. Whitaker. Determination of permeability tensors for two-phase flow in homogeneous porous media : Theory. *Transport in Porous Media*, 24(2) :107 137, 1996.
- [87] C.H. Lee and I. Mudawwar. A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions. *International journal of multiphase flow*, 14(6) :711 728, 1988.
- [88] D.O. Lee and R.H. Nilson. Flow visualization in heat generating porous media. *Tech. Rept. SAND76-0614. Sandia National Labs*, 1977.
- [89] J. Leonard, K. Sun, and G. Dix. Solar and nuclear heat transfer. In *AIChE Symp. Ser*, volume 73, page 7, 1977.
- [90] L. Liao and Z.-H. Liu. Enhanced boiling heat transfer of the compact staggered tube bundles under sub-atmospheric pressures. *Heat transfer engineering*, 28(5) :444 450, 2007.

-
- [91] J. H. Lienhard. Burnout on cylinders. *Journal of Heat Transfer*, 110(4b) :1271 1286, 1988.
- [92] J. H. Lienhard and R. Eichhorn. *A heat transfer textbook*. Prentice-Hall, 1987.
- [93] J.H. Lienhard. *A heat transfer textbook*. Phlogiston Press Cambridge, Mass., 2000.
- [94] J.H. Lienhard and V.K. Dhir. Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies. *Journal of Heat Transfer*, 95(2) :152 158, 1973.
- [95] J.H. Lienhard and V.K. Dhir. Laminar film condensation on nonisothermal and arbitrary-heat-flux surfaces, and on fins. *Journal of Heat Transfer*, 96 :197, 1974.
- [96] J.H. Lienhard and P.T.Y. Wong. The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder. *Journal of Heat Transfer*, 86 :220, 1964.
- [97] I. Lindholm, S. Holmström, J. Miettinen, V. Lestinen, J. Hyvärinen, P. Pankakoski, and H. Sjövall. Dryout heat flux experiments with deep heterogeneous particle bed. *Nuclear engineering and design*, 236(19) :2060 2074, 2006.
- [98] R.J. Lipinski. A coolability model for postaccident nuclear reactor debris. *Nucl. Technol. ;(United States)*, 65(1), 1984.
- [99] S. G. Liter and M. Kaviany. Pool-boiling CHF enhancement by modulated porous-layer coating : theory and experiment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(22) :4287 4311, 2001.
- [100] S.G. Liter and M. Kaviany. Pool-boiling CHF enhancement by modulated porous-layer coating : theory and experiment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(22) :4287 4311, 2001.
- [101] H.T. Liu, S. Kakaç, and F. Mayinger. Characteristics of transition boiling and thermal oscillation in an upflow convective boiling system. *Experimental thermal and fluid science*, 8(3) :195 205, 1994.
- [102] Z. Liu and R.H.S. Winterton. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(11) :2759 2766, 1991.

BIBLIOGRAPHIE

- [103] C. Louriou. *Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2010.
- [104] I.G. Malenkov. Detachment frequency as a function of size for vapor bubbles. *Journal of engineering physics*, 20(6) :704 708, 1971.
- [105] C. Marle. Écoulements monophasiques en milieu poreux. *Revue de l'Institut français du pétrole*, 22(10), 1967.
- [106] P.J. Marto and C.L. Anderson. Nucleate boiling characteristics of r-113 in a small tube bundle. *Journal of heat transfer*, 114(2) :425 433, 1992.
- [107] S.B. Memory, N. Akcasayar, H. Eraydin, and P.J. Marto. Nucleate pool boiling of r-114 and r-114-oil mixtures from smooth and enhanced surfaces II. tube bundles. *International journal of heat and mass transfer*, 38(8) :1363 1376, 1995.
- [108] M. Muskat. The flow of fluids through porous media. *Journal of Applied Physics*, 8(4) :274 282, 1937.
- [109] A.S. Naik and V.K. Dhir. Forced flow evaporative cooling of a volumetrically heated porous layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(4) :541 552, 1982.
- [110] A.S. Naik and V.K. Dhir. Forced flow evaporative cooling of a volumetrically heated porous layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(4) :541 552, 1982.
- [111] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *J. Soc. Mech. Eng. Japan*, 37 :367 374, 1934.
- [112] F. Petit. *Ebullition en milieu poreux et renoyage d'un lit de débris de réacteur nucléaire*. PhD thesis, 1998.
- [113] F. Petit, F. Fichot, and M. Quintard. Écoulement diphasique en milieu poreux : modèle à non-équilibre local. *International Journal of Thermal Sciences*, 38(3) :239 249, 1999.
- [114] I.L. Piro. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling

- correlation. *International journal of heat and mass transfer*, 42(11) :2003 2013, 1998.
- [115] M. Prat. Recent advances in pore-scale models for drying of porous media. *Chemical engineering journal*, 86(1) :153 164, 2002.
- [116] Y.-H. Qiu and Z.-H. Liu. Boiling heat transfer of water on smooth tubes in a compact staggered tube bundle. *Applied thermal engineering*, 24(10) :1431 1441, 2004.
- [117] M. Quintard and S. Whitaker. Two-phase flow in heterogeneous porous media I : The influence of large spatial and temporal gradients. *Transport in Porous Media*, 5(4) :341 379, 1990.
- [118] M. Quintard and S. Whitaker. Transport in ordered and disordered porous media : volume-averaged equations, closure problems, and comparison with experiment. *Chemical Engineering Science*, 48(14) :2537 2564, 1993.
- [119] M. Quintard and S. Whitaker. Transport in chemically and mechanically heterogeneous porous media I : theoretical development of region-averaged equations for slightly compressible single-phase flow. *Advances in Water Resources*, 19(1) :29 47, 1996.
- [120] O. Rahli, F. Topin, L. Tadrist, and J. Pantaloni. Analysis of heat transfer with liquid-vapor phase change in a forced-flow fluid moving through porous media. *International Journal of Heat and Mass transfer*, 39(18) :3959 3975, 1996.
- [121] M. Rashid, R. Kulenovic, and E. Laurien. Experimental results on the coolability of a debris bed with down comer configurations. *Nuclear Engineering and Design*, 249(0) :104 110, 2012.
- [122] G. Repetto, T. Garcin, S. Eymery, and F. Fichot. Experimental program on debris reflooding (PEARL) Results on prelude facility. *Nuclear Engineering and Design*, 264 :176 186, 2013.
- [123] S.J. Rhee, V.K. Dhir, and I. Catton. Natural convection heat transfer in beds of inductively heated particles. *Journal of Heat Transfer*, 100(1) :78 85, 1978.
- [124] L. A. Richards. Capillary conduction of liquids through porous mediums. *Physics*, 1(5) :318 333, 1931.

BIBLIOGRAPHIE

- [125] W.M. Rohsenow. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Technical report, Cambridge, Mass. : MIT Division of Industrial Cooperation, 1951.
- [126] R. Roser, B. Thonon, and P. Mercier. Experimental investigations on boiling of n-pentane across a horizontal tube bundle : two-phase flow and heat transfer characteristics. *International journal of refrigeration*, 22(7) :536 547, 1999.
- [127] M.M. Shah. Chart correlation for saturated boiling heat transfer : equations and further study. *ASHRAE Trans. (United States)*, 88(CONF-820112-), 1982.
- [128] A. Singh, B.B. Mikic, and W.M. Rohsenow. Active sites in boiling. *Journal of Heat Transfer*, 98 :401, 1976.
- [129] C.H. Sondergeld and D.L. Turcotte. An experimental study of two-phase convection in a porous medium with applications to geological problems. *Journal of Geophysical Research*, 82(14) :2045 2053, 1977.
- [130] D. Steiner and J. Taborek. Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model. *Heat Transfer Engineering*, 13(2) :43 69, 1992.
- [131] N Stenne, M Pradier, J Olivieri, S Eymery, F Fichot, P March, and J Fleurot. Multi dimensional reflooding experiments : the pearl program. In *Joint OECD/NEA and EC/SARNET2 Workshop In-Vessel Coolability*, pages 12 14, 2009.
- [132] J.R.S. Thom, W.M. Walker, T.A. Fallon, and G.F.S. Reising. Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli. volume Paper 6, 1965.
- [133] J. R. Thome. Boiling in microchannels : a review of experiment and theory. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(2) :128 139, 2004.
- [134] J. R. Thome, V. Dupont, and A. M. Jacobi. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I : presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(14-16) :3375 3385, 2004.
- [135] J.R. Thome. Wolverine engineering databook III. *Wolverine Tube Inc*, 2004.
- [136] F. Topin, J.-P. Bonnet, B. Madani, and L. Tadrist. Experimental analysis of multiphase flow in metallic foam : flow laws, heat transfer and convective boiling. *Advanced Engineering Materials*, 8(9) :890 899, 2006.

-
- [137] K.E. Torrance. Phase-change heat transfer in porous media. *Heat Transfer*, 1(1986) :181 188, 1986.
- [138] V.X. Tung and V.K. Dhir. Quenching of debris beds having variable permeability in the axial and radial directions. *Nuclear Engineering and Design*, 99 :275 284, 1987.
- [139] B.D. Turland and K. Moore. Debris bed heat transfer with top and bottom cooling. *AIChE Symp. Ser.*, 79 :256 267, 1983.
- [140] N.K. Tutu, T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, and C.E. Schwarz. Debris bed quenching under bottom flood conditions. *Technical Report, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York*, 1984.
- [141] K.S. Udell. Heat transfer in porous media heated from above with evaporation, condensation, and capillary effects. *Journal of Heat Transfer*, 105(3) :485 492, 1983.
- [142] C.H. Wang and V.K. Dhir. An experimental investigation of multidimensional quenching of a simulated core debris bed. *Nuclear Engineering and Design*, 110(1) :61 72, 1988.
- [143] C.H. Wang and V.K. Dhir. Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface. *Journal of Heat Transfer*, 115(3) :659 669, 1993.
- [144] C.A. Ward and T.W. Forest. On the relation between platelet adhesion and the roughness of a synthetic biomaterial. *Annals of biomedical engineering*, 4(2) :184 207, 1976.
- [145] R.L. Webb and L.-H. Chien. Correlation of convective vaporization on banks of plain tubes using refrigerants. *Heat transfer engineering*, 15(3) :57 69, 1994.
- [146] M.E. Wege and M.K. Jensen. Boiling heat transfer from a horizontal tube in an upward flowing two-phase crossflow. Technical report, Department of Mechanical Engineering, University of Wisconsin-Milwaukee, Milwaukee, Wisconsin, 1983.
- [147] S. Whitaker. Flow in porous media II : The governing equations for immiscible, two-phase flow. *Transport in Porous Media*, 1(2) :105 125, 1986.

BIBLIOGRAPHIE

- [148] S. Whitaker. *The method of volume averaging*, volume 13. Springer Netherlands, 1999.
- [149] L.C. Witte. Film boiling from a sphere. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 7(3) :517 518, 1968.
- [150] L.C. Witte and J.H. Lienhard. On the existence of two transition boiling curves. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(6) :771 779, 1982.
- [151] A.W. Woods. Liquid and vapor flow in superheated rocks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1) :171 199, 1999.
- [152] K. Yamagata, F. Hirano, K. Nishikawa, and H. Matsuoka. Nucleate boiling of water on the horizontal heating surface. *Mem. Fac. Engng*, 1955.
- [153] Y Zhao, M Molki, MM Ohadi, and SV Dessiatoun. Flow boiling of CO₂ in microchannels. *Transactions -American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers*, 106(1) :437 445, 2000.
- [154] N. Zuber. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). Technical report, California. Univ., Los Angeles; and Ramo-Wooldridge Corp., Los Angeles, 1959.
- [155] N. Zuber. Nucleate boiling. the region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6(1) :53 78, 1963.