

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE*Faire avancer la sûreté nucléaire*

Étude expérimentale et modélisation du transfert de chaleur de l'ébullition transitoire

Valentin SCHEIFF

Décembre 2018

ISRN/IRSN/-2019/216

Laboratoire incertitudes et modélisation des accidents de
refroidissement



THÈSE

En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Présentée et soutenue par

Valentin SCHEIFF

Le 13 décembre 2018

**Étude expérimentale et modélisation du transfert de
chaleur de l'ébullition transitoire.**

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Energétique et transferts**

Unité de recherche :

IMFT - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

Thèse dirigée par

Catherine COLIN et Julien SEBILLEAU

Jury

M. Michel GRADECK, Rapporteur
Mme Marie-Christine DULUC, Rapporteur
M. Matteo BUCCI, Rapporteur
M. Jocelyn BONJOUR, Examineur
M. Pierre RUYER, Examineur
Mme Catherine COLIN, Directeur de thèse
M. Julien SEBILLEAU, Co-directeur de thèse

À ma mère, à mon père.

“Il était une fois, un empereur qui demanda à un petit pâtre : combien de secondes composent l’univers ?

Le petit pâtre répondit : il y a cette montagne faites de pur diamant. Il faut une heure pour l’escalader, et une autre pour la contourner. Tous les cent ans, un petit oiseau vient et aigüise son bec sur la montagne de diamant. Alors, quand la montagne sera érodée, la première seconde de l’éternité se sera écoulée.

Vous devez penser que c’est extrêmement long ? Personnellement, je trouve que c’est un sacré petit oiseau.”

Le petit pâtre des frères Grimm.

Résumé

L'étude de l'ébullition transitoire est un enjeu important pour la sûreté nucléaire. Un tel phénomène peut se produire lors d'un accident de type RIA (Reactivity Initiated Accident) dans un réacteur nucléaire où le pic de puissance au niveau d'un crayon de combustible peut déclencher une ébullition transitoire conduisant à une forte augmentation de la température de la gaine et à un risque de rupture.

Plusieurs études en conditions réacteurs ont permis d'obtenir des courbes d'ébullition transitoires mais la modélisation qui en découle manque encore de fiabilité. Dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), une expérience modèle a été construite à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Elle génère un écoulement de réfrigérant HFE7000 dans un canal de section semi-annulaire, simulant l'écoulement autour d'un crayon de combustible, dont la partie intérieure, composée d'une feuille de métal, est chauffée rapidement par effet Joule, simulant l'échauffement de la gaine du crayon.

La thermographie infra-rouge permet de mesurer la température de la paroi externe du métal. L'application d'une peinture noire sur le métal augmente son émissivité mais aussi la résistance thermique de la paroi. La précision de la mesure de la température d'intérêt a été optimisée en fonction de l'épaisseur de peinture et une correction sur le bilan d'énergie prend en compte ce paramètre. Ces mesures sont couplées avec une caméra rapide qui permet de visualiser les régimes d'ébullition et d'obtenir des tailles de bulles à l'aide de la mise en place d'algorithmes de traitement d'image.

On représente sur un diagramme flux-température les transferts thermiques lors des différents régimes en stationnaire et en transitoire. Chaque régime d'ébullition, en conditions stationnaire ou transitoire, est alors passé en revue : la convection, le déclenchement de l'ébullition, l'ébullition nucléée, la crise d'ébullition, l'ébullition en film et le remouillage.

Les régimes stationnaires sont correctement modélisés par des corrélations usuelles. La convection transitoire est caractérisée sur toute la paroi et son évolution se rapproche de la solution quasi-stationnaire. Il est montré que les transferts thermiques lors du passage vers l'ébullition nucléée sont dépendants de la formation d'une importante poche de vapeur qui se propage sur la paroi. Une étude locale de cette propagation est alors nécessaire. Afin de simuler des transitoires de température durant l'ébullition nucléée, un système d'asservissement de type P.I.D. permet d'imposer des créneaux ou des rampes de températures (de 5 à 500 K.s⁻¹). Les résultats en ébullition nucléée sont conformes avec ceux de la littérature, tant en conditions stationnaire que transitoire. L'expérience permet d'étudier le transfert de chaleur lorsqu'un film de vapeur se forme et isole la paroi. Ce régime d'ébullition en film, pendant la chauffe ou le refroidissement de la paroi peut ainsi être stabilisée pendant plusieurs secondes avec ce système. On caractérise ainsi les conditions de déclenchement de l'ébullition en film, la dynamique de sa propagation et les transferts une fois établi.

Enfin, l'implémentation des caractéristiques physiques de notre expérience dans le code SCANAIR de l'IRSN, permet de commencer à calculer et comparer nos résultats expérimentaux avec les simulations numériques. Des calculs de conduction instationnaire sont notamment considérés en imposant la température mesurée pour analyser nos résultats lors du régime de convection et après le déclenchement de l'ébullition.

Mots-clés

Accident d'insertion de réactivité (RIA), Échanges thermiques transitoires, Convection, Déclenchement de l'ébullition, Ébullition nucléée, Crise d'ébullition, Flux critique, Ébullition en film, Remouillage, Thermographie infrarouge, SCANAIR.

Abstract

The study of rapid transient boiling is an important issue in the nuclear safety. Such a phenomenon may occur in the case of a RIA (Reactivity Initiated Accident) in the core of a nuclear reactor powerplant, where a power excursion can trigger the formation of a vapour film around the fuel rod, leading to an important rise of the rod temperature and a risk of failure.

Some studies in reactor conditions provided transient boiling curves but the modeling lacks of reliability. In collaboration with the IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire), an experiment model was built at the Institute of Fluid Mechanics of Toulouse. It generates the flow of a refrigerant, HFE7000, in a semi-annular section channel, whose inner wall is made of a metal foil rapidly heated by Joule effect, simulating the heating of a fuel rod.

Infrared thermography is used to measure the temperature of the metal foil, painted with a black paint to increase its emissivity, causing also an increase of the wall thermal resistance. The measurement accuracy of the interest temperature has been optimized according to the paint thickness and a correction on the energy balance takes account this parameter. These measurements are coupled with a high-speed camera that allows visualizing the boiling regimes and get bubble sizes using image processing algorithms.

On a flux-temperature diagram, the heat transfers are represented both for steady and transient regimes. Each boiling regime is then reviewed : convection, onset of nucleate boiling, nucleate boiling, boiling crisis, film boiling and rewetting.

Steady regimes are correctly modeled by usual correlations. Transient convection is characterized over the whole wall and its evolution is closed to the quasi-steady solution. It is shown that heat transfer during the transition to nucleate boiling are strongly related to the formation of a large vapor phase that spreads on the wall. A local study of this propagation is then necessary. In order to simulate and control transient temperature during nucleate boiling, a P.I.D. is implemented to impose a steady or ramps temperature (from 5 to 500 K.s⁻¹). The results in nucleate boiling make it possible to recover the results of the literature in both steady and transient conditions. The experiment allows to study the heat transfer when a vapor film is formed and insulates the wall. The film boiling regime during heating or the cooling of the wall can thus be stabilized for several seconds with this system. The conditions for triggering of film boiling are thus characterized, as its spread dynamic and its transfers once established.

Finally, the implementation of the physical characteristics of our experience in IRSN's SCANAIR code allows us to begin to calculate and compare our experimental results with numerical simulations. Unsteady conduction calculations are applied to the measured temperature to analyze our results during the convection regime and after the onset of boiling.

Keywords

Reactivity Initiated Accident (RIA), Transient boiling, Convection, Onset of nucleate boiling (ONB), Nucleate boiling, Boiling crisis, Critical heat flux (CHF), Film boiling, Rewetting, Infrared thermography, SCANAIR.

Remerciements

Que serait devenu cette thèse sans ces personnes ? Questions à laquelle j'essaye de répondre avec ces quelques lignes écrites pour les remercier de leur aide, soutien, conseil et discussion.

Dans un premier temps, ce travail n'aurait pas pu exister sans l'aide de mes encadrants de thèse, Catherine et Julien côté IMFT et Pierre côté IRSN. Ils ont su m'aider et me guider à travers ce travail par de nombreuses discussions qui m'ont permis de continuer à apprendre et de découvrir la recherche sous plusieurs de ces aspects. Un grand merci à eux.

Je remercie également toutes les personnes de mon jury de thèse qui ont accepté d'évaluer et fait le déplacement pour discuter de mon travail. Merci à Jocelyn Bonjour pour avoir présidé la soutenance. Merci aux trois rapporteurs, Matteo Bucci, Marie-Christine Duluc et Michel Gradeck pour leurs points de vue et remarques donnés sur la thèse.

Ces trois ans ont été divisés en deux parties, deux ans à Toulouse et un an à Aix-en-Provence.

Je tiens donc à remercier toutes les personnes qui ont de près ou de loin participé à la thèse. Tout d'abord les gestionnaires Marie-Hélène et Frédérique pour avoir trouvé toutes les solutions aux questions administratives qui m'étaient posées.

La partie expérimentale n'aurait pu exister sans l'aide de : Greg Ehses qui a permis de soigner et d'apporter de nombreuses améliorations avec l'aide de l'atelier à cette imposante manip. Thierry pour tous les différents problèmes électriques que j'ai pu rencontré. Du service Signaux et Images avec Hervé Ayroles pour tous ce qui concerne l'électronique, Frédéric Bergame pour avoir permis un contrôle optimal de la manip, Sébastien Cazin pour la mise en place des caméras et des corps noirs qui en ont vu de toutes les couleurs, Maëlle Ogier pour tous les conseils apportées sur la problématique de la peinture. Je remercie également le laboratoire Clément Ader et plus particulièrement Yannick Lemaoult et Rémi Gilblas pour leur accueil et leur expertise pour toutes les questions sur la thermographie infrarouge que j'ai pu avoir.

Lors de la dernière année, j'ai été accueilli chaleureusement à l'IRSN et je remercie tous le service du LIMAR et plus particulièrement Nicolas Tregoures et Gaétan Guillard qui ont encadré ce groupe de recherche à l'IRSN et qui m'ont permis de m'y intégrer, ainsi que Alain Moal et Vincent Georghum sans qui je n'aurais pu commencer la partie numérique de cette thèse.

Le cadre de travail n'aurait pas été le même sans la convivialité des stagiaires, doctorants, postdoctorants et permanents du groupe Interface. Je n'ai pas vu passé ces 3 années grâce à eux et mes supers co-bureau : Nicolas qui m'a donné envi de continuer en thèse, Michel (si vous cherchez son numéro de téléphone, il n'est pas dans le 1er million des décimales de pi), Clément (pour qui Gimp ne doit plus avoir aucun secret) et dernièrement Paul et Esli. Merci pour votre enthousiasme.

J'en profite pour grandement remercier certaines personnes qui ont su me faire penser à autre chose pendant la thèse :

Mes partenaires de travail et voyage, Esli et Romain, qui m'ont fait découvrir de nombreuses choses. C'est quand vous voulez pour une prochaine destination.

Mes partenaires de pétanque et ping-pong, Alexis et Flo au nom de la team Boule et Bill et Pouf (1ère équipe sponsorisée du tournoi qui a joué pour le beau jeu).

Mes partenaires Doct'eau, Nicolas et Clément, qui ont réussi à rassembler tout le monde lors d'un concours d'avion en papier.

Mes partenaires de Fac, Loïc, Karim, Éléna et Clément. Merci pour toutes ces années passées avec vous.

La dernière année à Aix n'aurait pas pu mieux se passer sans eux : Laura et Adrien (des bulles?), Noé, Denis (l'effet quoi?) Nicolas (tes clés sont sûrement dans ta poche) et Jean. Merci pour toutes ces belles soirées.

Merci à tous les potes qui n'hésitent pas à remonter le moral quand il le faut et qui sont toujours prêt pour faire n'importe quoi. Je suis sûr qu'ils se reconnaîtront : Kloug VIII et SouSou, Jérem et son Mouton, Martinou et Cysi, Jacky, Jenny et Niannian. (Alors? Elle est où la poulette?). Merci aussi à ma fournisseuse officielle de chocolat, Gaëlle, ça aide dans les moments compliqués.

Les derniers remerciements vont à ma famille qui a toujours été derrière moi pour me soutenir. J'espère que ce manuscrit vous aiguillera un peu plus dans le pourquoi du comment de cette thèse.

Un énorme merci à Florie qui partage ma vie depuis dix ans, et sans qui tout serait différents...

En bref : Merci à tous !

Le 13 décembre 2018

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Remerciements	ix
Nomenclature	xiii
Introduction	1
1 Les différents régimes d'ébullition	5
1.1 Introduction	5
1.2 Les régimes d'ébullition stationnaires	5
1.3 Transferts thermiques lors d'un RIA	7
1.3.1 La simulation du RIA : Logiciel SCANAIR	9
1.4 Les régimes d'ébullition	13
1.4.1 Convection forcée	14
1.4.2 Déclenchement de l'ébullition	17
1.4.3 Ébullition nucléée	24
1.4.4 Crise d'ébullition	30
1.4.5 Ébullition de transition	34
1.4.6 Ébullition en film stationnaire	36
1.4.7 Remouillage	38
1.5 Conclusion	39
2 Mise en place du dispositif expérimental	41
2.1 Introduction	41
2.2 Description de la section d'essai	42
2.2.1 Géométrie	42
2.2.2 Matériaux	43
2.2.3 La boucle fluide	48
2.3 Nombres adimensionnels caractéristiques	50
2.4 Techniques de mesures	51
2.4.1 La thermographie infrarouge	52
2.4.2 Les visualisations de la caméra rapide	56
2.4.3 Couplage des deux caméras	57
2.5 Étude sur l'impact du dépôt de peinture sur la thermique	61
2.5.1 Impact du dépôt de peinture	62
2.6 Étude de la conduction dans la peinture	69
2.6.1 Problème de conduction instationnaire 1D	69
2.6.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	74

2.6.3	Reproductibilité	76
2.7	Bilan d'énergie du système	77
2.7.1	Flux généré par effet Joule	78
2.7.2	Chaleur sensible du solide clinquant-peinture	79
2.7.3	Flux radiatif	79
2.7.4	Flux conductifs axiaux et azimutaux	80
2.7.5	Flux transféré par convection naturelle	81
2.7.6	Flux total	81
2.7.7	Synthèse	82
2.8	Incertitudes et mesures	82
2.9	Protocole expérimental	84
2.9.1	Système d'asservissement et contrôle de la section d'essai	84
2.10	Conclusion	90
3	Résultats expérimentaux et analyse	91
3.1	Introduction	91
3.2	Régime de convection forcée	92
3.2.1	Étude préliminaire	92
3.2.2	Régime de convection stationnaire	95
3.2.3	Régime de convection transitoire : résultats généraux	96
3.2.4	Conclusion	103
3.3	Déclenchement d'ébullition	103
3.4	Ébullition nucléée convective	105
3.4.1	Puissance imposée	105
3.4.2	Température imposée	116
3.4.3	Conclusion	130
3.5	Régime d'ébullition en film	130
3.5.1	Crise d'ébullition	130
3.5.2	Régime de transition vers l'ébullition en film	140
3.5.3	Régime d'ébullition en film	145
3.5.4	Remouillage	149
3.5.5	Conclusion	155
3.6	Simulation avec SCANAIR	155
3.6.1	Conclusion	162
	Conclusion et perspectives	163
	Annexe A : Étude sur le HFE7000	169
	Annexe B : Publication	177
	Annexe C : Vidéos expérimentales	207
	Bibliographie	211

Nomenclature

Acronymes et sigles

AM Auracher et Marquardt

CDF Cumulative Distribution Function

CEA Commissariat de l'Énergie Atomique

CHF Critical Heat Flux

CN Corps Noir

IMFT Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

IRSN Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

JAEA Japan Atomic Energy Agency

MFB Minimum Film Boiling

NB Nucleate Boiling

NUC Non Uniformity Correction

OBD Onset of Boiling Driven

ONB Onset of Nucleate Boiling

OSV Onset of Significant Void

OV OVershoot

P.I.D. Proportionnel Intégrateur Dérivateur

PB Pool Boiling

REP Réacteur à Eau Pressurisé

RIA Reactivity Initiated Accident (Accident d'insertion de réactivité)

SCANAIR Système de Code pour l'ANalyse d'Insertion de Réactivité

SE Section d'Essai

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
β_K	Capacité thermique de Kawamura	[-]
δ_t	Épaisseur de couche limite thermique	m
ϵ	Émissivité	[-]
γ	Angle d'ouverture	rad

κ	Constante de Von Kàrmàn	[-]
λ	Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	m.s^{-2}
Φ	Flux de chaleur	W.m^{-2}
ϕ	Angle	rad
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
σ	Tension superficielle	N.m^{-1}
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$
τ	Temps caractéristique	s
Θ	Température réduite	[-]
θ	Angle	rad
ξ	Niveau mesuré par la caméra infrarouge	[-]
Lettres latines		
(x, y, z)	Position	m
\mathcal{L}	Luminance	cd.m^{-2}
\mathcal{P}	Puissance	W
A	Constantes	
Bi	Nombre de Biot	[-]
Bo	Nombre d'ébullition	[-]
C_d	Coefficient de traînée	[-]
C_p	Capacité calorifique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
C_{sf}	Constante dans la corrélation de Rohsenow	
D_b	Taille de bulle	m
D_h	Diamètre hydraulique	m
E	Éffusivité ²	$(\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{1/2})^2$
e	Épaisseur	m
f_i	Coefficient de frottement	[-]
F_K	Rapport de coefficient d'échange de Kawamura	[-]
G	Débit massique	kg.s^{-1}
g	Accélération gravitationnelle	m.s^{-2}
Gr	Nombre de Grashof	[-]
H	Enthalpie massique	J.kg^{-1}
h	Coefficient de transfert de chaleur	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
h_{lv}	Chaleur latente de vaporisation	J.kg^{-1}

I	Intensité	A
Ja	Nombre de Jakob	[-]
K_v	Perméabilité	m ²
L	Longueur	m
L_c	Longueur capillaire	m
La	Nombre de Laplace	[-]
M_{th}	Masse thermique	J.m ⁻² .K ⁻¹
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
P	Pression	Pa
P_m	Périmètre mouillé	m
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
Q	Flux réduit définie par Kawamura [54]	[-]
R	Résistance électrique	Ω
r	Rayon	m
r_b	Rayon de bulle	m
r_c	Rayon de courbure	m
r_e	Rayon d'embryon	m
Ra	Rugosité moyenne arithmétique	μm
Re	Nombre de Reynolds	[-]
S	Section de la conduite	m ²
S_c	Coefficient de suppression	[-]
T	Température	°C, K
t	Temps	s
U	Tension	V
u	Vitesse	m.s ⁻¹
vol	Volume	m ³
x_e	Titre de vapeur	[-]
Z	Temps de Kawamura	[-]

Indices

adv	Advection
amb	Ambiante
atm	Atmosphérique
c	Critique
$carac$	Caractéristique
cl	Clinquant

<i>cons</i>	Consigne
<i>conv</i>	Convectif
<i>diff</i>	Diffusion
<i>eq</i>	Équilibre
<i>exp</i>	Expérimental
<i>gen</i>	Généré par effet Joule
<i>inf</i>	Infini
<i>inter</i>	Intermédiaire
<i>l</i>	Liquide
<i>med</i>	Médian
<i>mes</i>	Mesuré
<i>mix</i>	Mélange
<i>o</i>	Initial
<i>p</i>	Peinture
<i>remouill</i>	Remouillage
<i>sat</i>	Saturation
<i>stat</i>	Stationnaire
<i>sub</i>	Sous-refroidissement
<i>term</i>	Terminal
<i>th</i>	Théorique
<i>trans</i>	Transitoire
<i>v</i>	Vapeur
<i>w</i>	Paroi

Introduction

Il existe différents types de réacteurs nucléaires qui sont conçus pour la production d'électricité. En France, les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) sont utilisés. Dans ces réacteurs, l'énergie libérée par les réactions de fission permet la production d'électricité via trois circuits hydrauliques indépendants pour éviter notamment le rejet d'éléments radioactifs dans l'environnement. La description et le fonctionnement d'un réacteur nucléaire sont détaillés par Delhaye [28]. Ces réacteurs de production d'électricité présentent des risques liés aux possibilités de dispersion de substances radioactives dans l'environnement suite à de potentiels accidents. Une particulière importance est alors attachée à la sûreté de ces installations.

Parmi les systèmes essentiels pour la gestion de la puissance des centrales, on s'intéresse à la régulation de la réactivité dans le cœur des réacteurs à eau pressurisée (REP). La maîtrise de la réactivité se fait notamment à l'aide de barres de commande insérées entre les crayons de combustible. Certains paramètres (puissance du réacteur, pression dans le circuit primaire, températures...) sont évalués et comparés à des valeurs seuils pour déclencher un arrêt automatique lors de dépassement de ces seuils. Cependant une défaillance d'un mécanisme de commande peut amener à l'éjection d'une barre de commande et à une augmentation non maîtrisée de la réactivité dans l'assemblage. Cela correspond à un scénario d'accident de référence pour les REP : l'accident d'insertion de réactivité (RIA). La gaine, qui entoure les crayons de combustible et qui constitue le premier confinement de sécurité des matériaux radioactifs dans le réacteur, va alors être soumise à une brusque bouffée de puissance. À terme, le réfrigérant entourant le crayon de combustible peut commencer à bouillir jusqu'à la formation d'un film de vapeur (figure 1a). La température de la gaine va augmenter très rapidement et intensément tandis que le gonflement du combustible et la pression interne des gaz de fission sollicitent mécaniquement la gaine. L'intégrité de la gaine pourrait alors être perdue, conduisant à la libération d'éléments radioactifs dans le circuit primaire et à l'aggravation de l'accident dû au combustible "chaud" qui entre en contact avec le fluide réfrigérant "froid". C'est donc un enjeu de sûreté nucléaire que d'estimer les conditions entraînant cette rupture mécanique de la gaine.

Ce type d'accident de réactivité fait l'objet d'études et de recherches importantes notamment dans le cadre du projet international CIP avec le réacteur expérimental CABRI de Cadarache. Un test réalisé dans ce réacteur lors d'un essai RIA montre une zone d'un crayon de combustible où la gaine a rompu, elle est présentée sur la figure 1b.

L'accident RIA est très complexe à étudier car il met en jeu des phénomènes thermo-hydrauliques (formation de film de vapeur), mécaniques (contrainte due à une augmentation de pression) et chimiques (production de gaz de fission). L'objet de cette thèse se focalise sur la propagation du film de vapeur sur la gaine et les transferts thermiques associés avant toute éventuelle rupture. À cause des puissances générées par l'éjection de la barre de commande, le fluide réfrigérant en contact avec la paroi va passer par plusieurs régimes d'ébullition mais très rapidement. L'ébullition transitoire se met en place et aucun régime n'a le temps de s'établir.

Les phénomènes d'ébullition sont présents dans de nombreux domaines, que ce soit dans la vie de tous les jours (cuisine) ou dans l'industrie et les objets technologiques (refroidissement

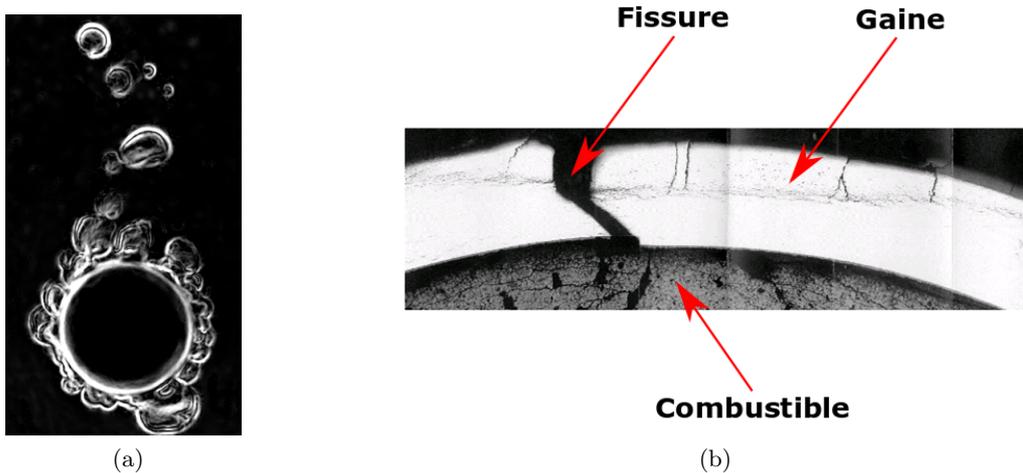


FIGURE 1 – Formation d’un film de vapeur sur un cylindre chauffé (Sapin et coll. [86]) en a.) et gaine de crayon de combustible rompue lors d’un test RIA dans le réacteur CABRI en b.)

des satellites par exemple) mais ils sont généralement bien contrôlés et pas aussi rapides. Les régimes d’ébullition correspondants se rapportent à des situations relativement stationnaires, et les écoulements sont dits en régime permanent. Il existe de nombreuses études sur l’ébullition stationnaire qui permettent sa compréhension et des modèles ont pu être développés afin de l’approcher au mieux. Les conditions d’apparition de l’ébullition résultant d’une variation brusque de l’intensité du chauffage de la paroi, ébullition en régime transitoire, sont différentes de celles en conditions stationnaires. De même l’intensité des transferts de chaleur est, de manière transitoire, différente de celle observée pour des conditions stationnaires équivalentes aux conditions instantanées d’un transitoire. Ces situations restent moins étudiées et leur modélisation manque de fiabilité.

Des essais en condition de réacteur nucléaire ont été menés sur des crayons chauffés et ont permis d’obtenir des tendances de l’ébullition transitoire. Ces études ont été faites par la Japan Atomic Energy Agency (JAEA) dans le cadre du programme NSRR et par le Commissariat d’énergie atomique (CEA) dans le cadre du programme PATRICIA. Il a ainsi été montré que les flux de chaleur engendrés entre la paroi et le fluide peuvent être 10 fois supérieurs au cas stationnaire pour des vitesses de montée en température comprises entre 1000 et 10 000K.s⁻¹. L’ébullition transitoire n’est donc pas similaire à l’ébullition observée en situation stationnaire, et les modèles déjà développés ne peuvent pas être extrapolés. Cependant, les résultats obtenus lors de ces essais manquent de précision, à cause des conditions expérimentales contraignantes, ce qui ne permet pas une compréhension du phénomène. Le logiciel SCANAIR utilisé par l’IRSN pour l’étude du RIA, se base sur les résultats de ces essais. Et même si des essais prochains sont prévus dans le réacteur CABRI, ils simuleront le phénomène mais ne seront pas suffisants pour la compréhension avancée des phénomènes sous-jacents. Ce constat a motivé l’IRSN à entreprendre un programme de recherche sur ce sujet.

L’objectif principal a été dans un premier temps de pouvoir recréer les phénomènes de l’ébullition transitoire. L’IRSN et l’Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, ont lancé un projet de recherche dans ce domaine, de manière plus académique afin d’en améliorer la compréhension. Une expérience modèle d’un crayon de combustible a alors été mise en place lors d’une première thèse par Visentini [99]. La métrologie utilisée fait intervenir une caméra

infrarouge qui permet d'avoir des mesures précises sans être intrusive. Les premiers résultats encourageants ont permis d'amener à une deuxième thèse, celle de Baudin [8], et d'obtenir les premiers modèles sur l'ébullition transitoire. Dans le but de finaliser les études sur tous les régimes de l'ébullition transitoire, la boucle expérimentale a été exploitée une troisième fois lors de cette thèse. L'objectif final est de synthétiser les enseignements de ces résultats des trois thèses et d'apporter des améliorations au logiciel SCANAIR.

Le manuscrit commence par un chapitre qui rappelle les connaissances de base sur les régimes d'ébullition. Les différents régimes et les transferts thermiques associés y sont présentés d'abord en régime permanent, en commençant par le régime de convection, puis l'ébullition nucléée et enfin l'ébullition en film. Les transitions entre chaque régime sont également détaillées. Les modèles classiquement utilisés pour approcher ces régimes sont ainsi étudiés pour chaque régime. Des études académiques sur l'ébullition transitoire et une description du logiciel SCANAIR sont fournies pour pouvoir comparer les deux types d'ébullition, stationnaire et transitoire.

Le chapitre 2 porte sur la présentation du dispositif expérimental et de ses caractéristiques (section d'essai, écoulement, boucle hydraulique ...). Les techniques de mesures sont aussi présentées et une étude approfondie de leur utilisation dans l'expérience (synchronisation spatiale et temporelle, traitement des résultats ...) est apportée. Les choix d'un tel dispositif expérimental sont alors justifiés. Un bilan d'énergie est ensuite calculé pour estimer le flux de chaleur transféré au liquide et les incertitudes sont estimées. Enfin, une présentation des améliorations apportées à l'expérience est détaillée et un protocole expérimental est donné.

Le chapitre 3 concerne l'analyse de tests réalisés durant la thèse dont un aperçu est donné dans une matrice d'essai. Une part importante de la campagne d'essais est alors étudiée en considérant de manière séparée chaque régime d'ébullition ainsi que les transitions de régimes. Pour valider nos résultats expérimentaux, les transferts thermiques en régime stationnaire sont d'abord évalués et comparés aux corrélations classiques de la littérature. Les résultats en transitoire sont ensuite étudiés pour différents taux de chauffe. L'impact de ce paramètre est mis en évidence sur le caractère transitoire. Les transferts de chaleur des différents régimes d'ébullition sont alors décrits par des modèles approchés et les premiers résultats dans le logiciel SCANAIR sont présentés.

La dernière partie est un récapitulatif des conclusions de cette étude avec une synthèse sur les différentes phases de l'ébullition transitoire. Enfin, les perspectives sur les essais qu'il reste à exploiter et sur les zones d'ombres qu'il serait intéressant d'éclaircir pour de futures études sont apportées.

Chapitre 1

Transferts thermiques lors des régimes d'ébullition sur une paroi chauffée

1.1 Introduction

Lors d'un RIA, l'énergie déposée dans les crayons de combustible est assez importante pour que la température de paroi atteigne des surchauffes suffisantes au développement de l'ébullition en film. Pour arriver à cette phase, plusieurs régimes vont se succéder : la convection, le déclenchement de l'ébullition puis l'ébullition nucléée, la crise d'ébullition et enfin l'ébullition en film. L'intensité du transfert de chaleur entre la paroi et le fluide varie fortement d'un régime à l'autre. Ainsi, en partant d'une situation en convection forcée, le déclenchement de l'ébullition nucléée correspond à une nette amélioration des transferts, tandis que l'établissement de l'ébullition en film entraîne une dégradation de ces derniers. Dans le but de comprendre les échanges de chaleur entre la gaine et le réfrigérant dans le cœur d'un réacteur lors d'un RIA, une description qualitative des régimes de ces transferts de chaleur en régime permanent est proposée ainsi qu'un descriptif du logiciel SCANAIR, développé à l'IRSN pour l'étude d'un RIA. S'ensuit une étude sur les modèles et corrélations des régimes d'ébullition existants. Un nouveau point de vue est également apporté pour la représentation des flux de chaleur en fonction de la surchauffe à la paroi qui prend en compte les variations observées le long d'une paroi.

1.2 Les régimes d'ébullition stationnaires

Une courbe d'ébullition représente l'évolution du flux de chaleur paroi-fluide en fonction de la température de paroi. Le régime d'ébullition stationnaire a été largement étudié et les courbes d'ébullition stationnaire sont bien caractérisées.

De nombreuses études ont été menées sur le régime permanent. Notamment, Nukiyama [71] a permis de dégager les premiers résultats sur les échanges thermiques lors de l'ébullition et a obtenu une courbe d'ébullition en plongeant un fil métallique chauffé par effet Joule dans une grande quantité d'eau distillée sans écoulement à température de saturation ($T_{sat}=100^{\circ}\text{C}$). En fonction du niveau de puissance imposée (qui détermine le flux de chaleur transmis au fluide en régime permanent), il mesure la température du fil T_w . On représente le flux de chaleur transféré au liquide en fonction de la surchauffe à la paroi (T_w-T_{sat}) par une courbe d'ébullition, appelée courbe de Nukiyama (figure 1.1).

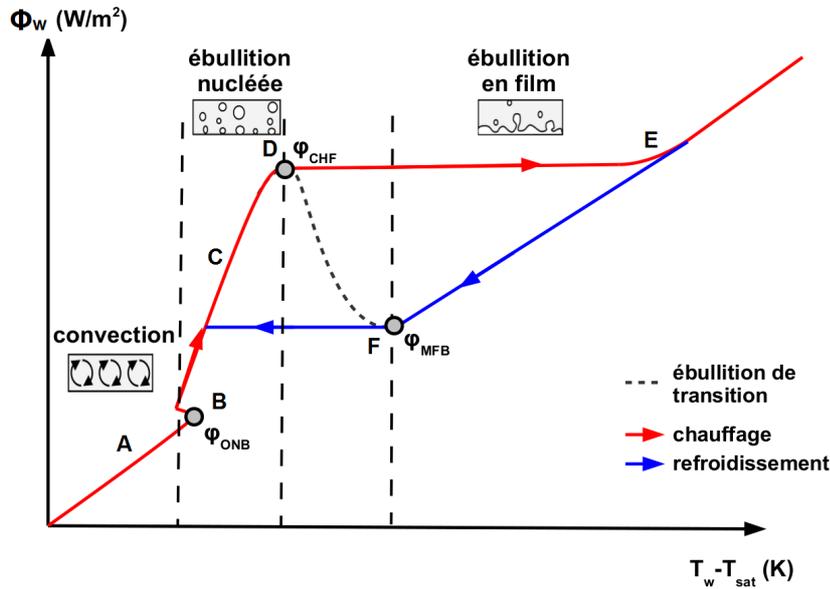


FIGURE 1.1 – Courbe d'ébullition de Nukiyama.

Les régimes de la courbe d'ébullition ne sont pas les mêmes selon qu'on impose le flux de chaleur ou la température, ainsi :

- Lors de la phase A, la surface est baignée par le liquide et les transferts de chaleur correspondent au régime de convection naturelle et/ou forcée. Le coefficient d'échange thermique est faible lors de cette phase et le flux de chaleur Φ augmente lentement avec la température de paroi.
- Lorsqu'on atteint une température suffisamment importante, on observe le déclenchement de l'ébullition (ONB, Onset of Nucleate Boiling) représenté au point B. Des petites bulles apparaissent en des points précis de la surface du fil que l'on appelle sites de nucléation. Ces bulles sont isolées et vont monter dans le liquide du fait de la flottabilité. La température de paroi activant ces phénomènes est proche de celle de saturation du fluide, ces bulles entraînent une augmentation brusque du transfert de chaleur. Une fois l'ébullition déclenchée, ce sont les bulles qui vont principalement être responsables du transfert de chaleur de la paroi vers le liquide.
- En continuant d'augmenter la température de paroi ou le flux de chaleur, de plus en plus de sites sont activés avec des émissions de bulles à des fréquences plus importantes jusqu'à obtenir des colonnes de vapeur (partie C). Lors de cette phase, le flux thermique augmente plus rapidement avec la température de paroi qu'en convection, ce qui signifie un transfert plus efficace.
- À partir du point D, on atteint le flux critique (CHF, Critical Heat Flux), c'est à dire que la production de vapeur est tellement importante qu'elle empêche le remouillage de la paroi et conduit à un assèchement de celle-ci : c'est la crise d'ébullition et deux cas se distinguent.
- Soit le flux est imposé (D-E) : dans ce cas l'ébullition en film se met en place directement, ce qui provoque une dégradation du coefficient d'échange thermique et l'augmentation brutale de la température. Le phénomène, appelé Burn-Out, peut détruire l'élément

chauffant. Lors du refroidissement, lorsque le film de vapeur est déjà présent et que le flux diminue jusqu'au point F, on observe une transition directe en ébullition nucléée partielle. Les états parcourus lors du refroidissement ne sont pas les mêmes que lors de l'échauffement. Le comportement instantané dépend donc de l'histoire, c'est un phénomène d'hystérésis.

- Soit la température est contrôlée : lorsque le flux critique est atteint, il y a une diminution du flux thermique (D-F). On a un régime de transition entre un assèchement et un remouillage de la paroi qui provoque des perturbations sur le coefficient d'échange thermique. Le flux baisse jusqu'au point de Leidenfrost (F) qui correspond à un minimum local du flux de chaleur. Après ce point, le film est stable et le flux de chaleur augmente à nouveau avec la température.

Le cas du régime stationnaire est un sujet d'étude connu, de nombreuses études ont permis d'approcher les transferts thermiques en permanent en changeant les conditions d'essais comme le fluide ou l'écoulement (débit, sous-refroidissement ...). La paroi joue également un rôle sur les échanges de chaleur, notamment via sa géométrie ou son état de surface, cf. Griffith et coll. [41]. On citera les études de Pioro et coll. [77], Kim et coll. [55] et Koizumi et coll. [56] qui ont fait des revues détaillées sur l'ébullition selon tous ces paramètres. Une modification de la taille des cavités sur la paroi et/ou de la mouillabilité agit sur l'apparition de l'ébullition nucléée et de la crise d'ébullition en modifiant la taille et la densité surfacique de sites de nucléation.

Les phénomènes engendrés lors d'un RIA sont beaucoup plus rapides et n'ont parfois pas le temps de s'établir comme en régime permanent. Ils correspondent à des échauffements rapides, causés par des puissances importantes, ce qui rend plus délicate leur étude expérimentale.

1.3 Ébullition transitoire et transferts thermiques lors d'un RIA

Lors d'un hypothétique accident de type RIA suite à un défaut des barres de contrôle, une excursion de puissance au niveau de certains crayons de combustible peut amener à déclencher de l'ébullition en film transitoire autour de la gaine de ces crayons. Cette gaine va alors s'échauffer à des taux de chauffe aux alentours de 1000K/s, pouvant entraîner sa rupture. Cette évolution est tellement rapide qu'aucun régime de transfert de chaleur n'a le temps de s'établir. Elle implique d'importants flux de chaleur entre le solide (la gaine) et le fluide (l'eau) pouvant atteindre, au pic, jusqu'à de 10MW.m^{-2} [15]. Les régimes rencontrés lors de la montée en température sont ainsi fortement transitoires et différent du cas permanent. Il devient alors nécessaire d'estimer les différents transferts de chaleur mis en jeu pour chaque régime d'ébullition transitoire.

Deux programmes d'essais principaux ont été menés pour étudier les transferts thermiques entre la gaine et l'eau lors de l'ébullition transitoire :

Le programme d'essais réalisés au sein du réacteur NSRR (Nuclear Safety Research Reactor) est un des premiers (débuté en 1975) et principaux programmes ayant permis d'étudier l'évolution de température de la gaine d'un crayon de combustible soumis à un pic de puissance plongé dans un bain d'eau ($10\,000\text{K.s}^{-1}$ pendant 5ms), à pression atmosphérique et à température ambiante (20°C). La température est mesurée sur plusieurs positions du tronçon étudié à l'aide de thermocouples placés sur la paroi du crayon. Les résultats ont été analysés par Fuketa et coll. [35] et Bessiron et coll. [15]. Quelques essais ont permis d'apporter des visualisations sur la structure et la formation de film de vapeur à la paroi. Le flux de chaleur est estimé sur ces tests à partir de la puissance imposée, ce qui permet d'obtenir des courbes d'ébullition (figure

1.2). Les régimes caractéristiques sont retrouvés mais avec des flux de chaleur de 5 à 10 fois plus élevés qu'en régime stationnaire (Bessiron et coll. [15]).

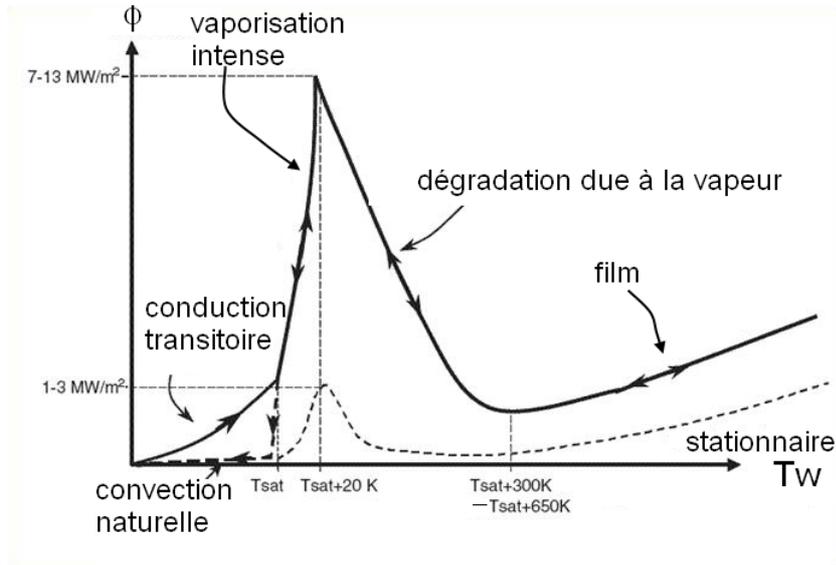


FIGURE 1.2 – Comparaison courbes d'ébullition transitoire - stationnaire (Bessiron et coll. [15]).

La courbe en pointillé représente le flux Φ en fonction de la température de la surface de la gaine en contact avec le réfrigérant. Elle correspond aux tests en condition stationnaire que l'on compare aux transitoires obtenus avec les résultats NSRR (courbe en trait plein).

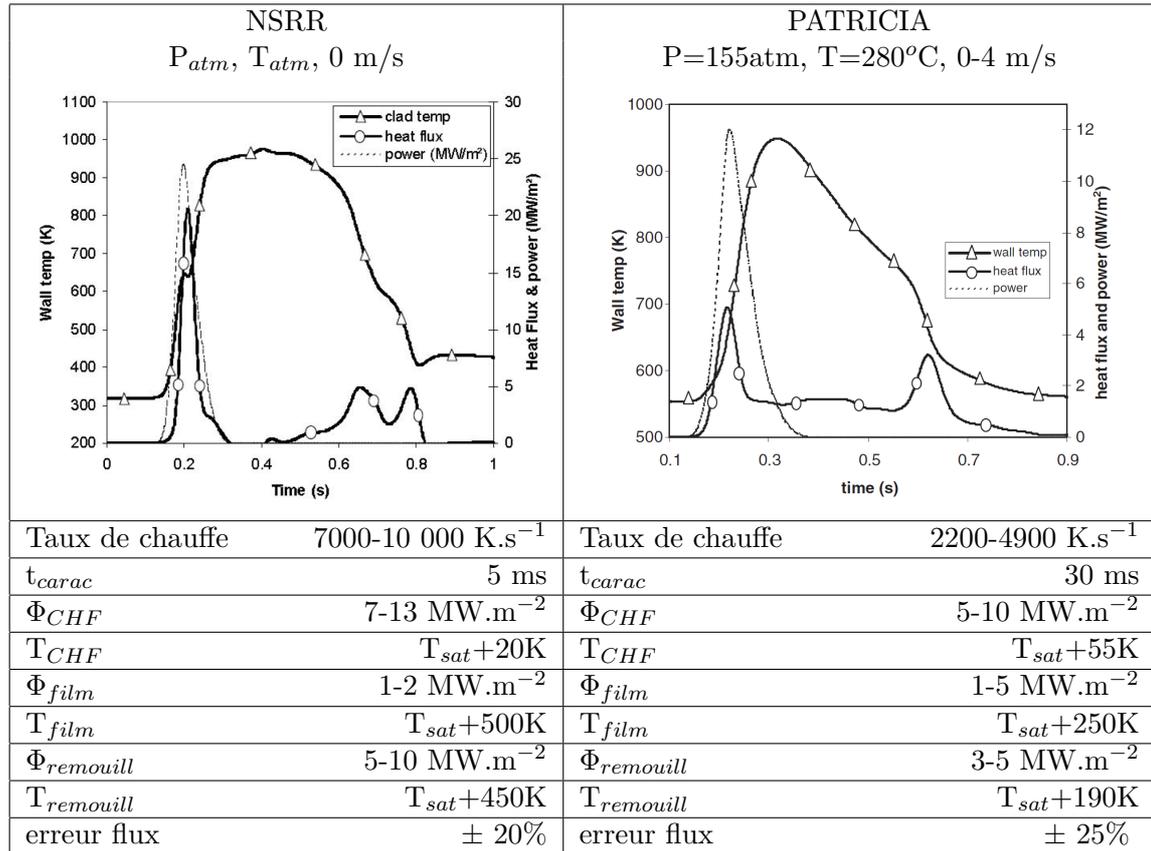
La première montée en température se fait par conduction transitoire et le flux critique apparaît pour des températures proches de $T_{sat}+20\text{K}$. Les montées en température étant rapides, la crise d'ébullition apparaît alors que le régime d'ébullition nucléée en paroi n'est pas complètement développé. Le remouillage de la paroi s'effectue pour des températures très élevées ($T_{sat}+450\text{K}$ pour NSRR, Bessiron et coll. [15]) et dépend de l'oxydation de la paroi.

Le programme expérimental PATRICIA, Bessiron et coll. [13], a permis d'étudier l'ébullition transitoire sur un crayon chauffé électriquement dans une section annulaire. Ce sont des tests plus proches des REP (Réacteurs à Eau Pressurisée) que le cas NSRR en ce qui concerne les conditions thermohydrauliques (155 bars, 280°C) ainsi que l'injection de puissance. Les taux de chauffe d'environ $3000\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ représentent mieux la cinétique des transitoires de puissance d'environ 30ms ($10\,000\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ et 5ms pour NSRR). Comme pour les conditions NSRR, l'ébullition nucléée n'a pas le temps de s'installer que la crise d'ébullition apparaît. La différence permanent-transitoire est plus faible que pour NSRR, en effet le flux critique est moindre pour le cas PATRICIA (Bessiron et coll. [13]). Une comparaison de ces deux programmes est donnée dans le tableau 1.1.

Les tests NSRR sont plus courts que les expériences PATRICIA, et la température lors du régime d'ébullition en film n'a pas la même évolution. Dans le cas NSRR, la température est quasiment constante (ébullition en film stationnaire) tandis qu'elle diminue pour le cas PATRICIA (ébullition en film transitoire). Le flux durant ce régime est davantage dégradé pour NSRR et le remouillage apparaît pour des surchauffes à la paroi plus importantes. La montée en température de paroi joue un rôle important sur l'ébullition transitoire.

Il existe assez peu de tests PATRICIA avec apparition de l'ébullition en film à cause de son caractère destructif et des températures atteintes durant ce régime. De plus la métrologie utilisée ne permet pas de caractériser correctement le flux de chaleur transféré au liquide et engendre au mieux des erreurs de 20%. Il y a alors un manque de résultats, de compréhension

TABLEAU 1.1 – Comparaison et principaux résultats des cas NSRR (Bessiron et coll. [15]) et PATRICIA (Bessiron et coll. [13]).



et donc d'interprétation de l'ébullition transitoire malgré des tendances de courbes d'ébullition extraites de ces expériences. Les résultats de ces expériences, les plus représentatives d'un RIA, ont été utilisés pour la modélisation au sein du logiciel SCANAIR.

1.3.1 La simulation du RIA : Logiciel SCANAIR

Le logiciel de référence à l'IRSN pour la simulation du RIA est le logiciel de calcul SCANAIR (Système de Codes pour l'ANalyse d'Accidents d'Insertion de Réactivité) développé par l'IRSN depuis le début des années 1990. Il est utilisé pour vérifier la validité des critères de sûreté ainsi qu'interpréter et étudier les phénomènes transitoires d'un RIA sur un crayon de combustible. Ce logiciel comprend un couplage de trois modules qui décrivent l'évolution thermo-mécanique du crayon de combustible et est présenté par Moal et coll. [69], cf. figure 1.3.

- Un module de mécanique sert à calculer les déformations du combustible, d'origine thermiques, élastique, plastique, relative aux fissures ou au gonflement dû aux gaz de fission, et prend en compte l'état de corrosion de la gaine.
- Un module est utilisé pour le calcul du gonflement des bulles de gaz de fission, la rupture des joints de grains à l'intérieur du combustible et l'écoulement des gaz vers les volumes libres.
- Un module de thermohydraulique mono-dimensionnel permet de résoudre l'écoulement dans le canal autour du crayon de combustible et de déterminer les transferts de chaleur vers le fluide réfrigérant en définissant des lois d'échanges.

C'est dans ce dernier module que nous allons apporter des propositions d'améliorations aux

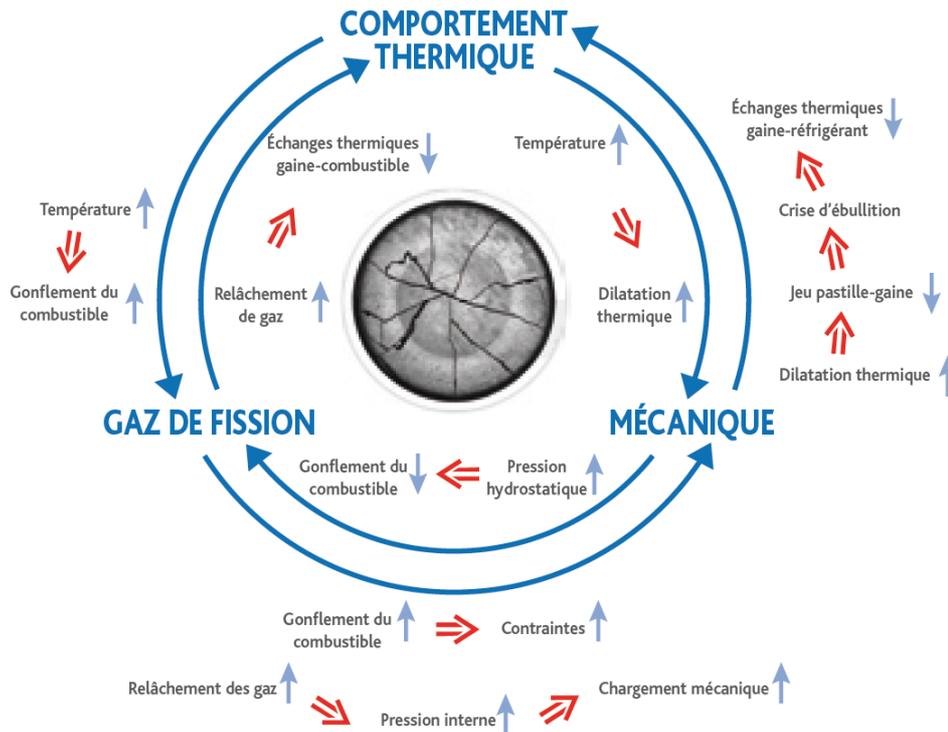


FIGURE 1.3 – Schéma des différents modules implémentés dans SCANAIR pour la modélisation d'un RIA [3].

corrélations déjà implémentées dans le logiciel. Les corrélations actuelles proviennent d'études en régime établi extrapolées hors de leur domaine de validité, leurs coefficients étant recalés pour décrire les phénomènes transitoires observés lors des essais PATRICIA.

L'influence de la cinétique de chauffe n'est donc pas explicitement déterminée, elle provient d'interprétations physiques et d'adaptations de corrélation en régime permanent par ajustement de constantes empiriques. Leur utilisation hors des conditions des essais PATRICIA induit nécessairement une forte incertitude sur le résultat prédit.

La thermohydraulique de SCANAIR

Le système considéré dans SCANAIR est une gaine (solide) échangeant de la chaleur au réfrigérant (fluide) dans un écoulement ascendant. Pour décrire les transferts de chaleur de la gaine vers l'écoulement fluide, le flux de chaleur est exprimé comme un échange entre un solide pris à la température de paroi de la gaine côté fluide et l'écoulement dont la température de référence est, selon le régime d'ébullition, la température du liquide ou la température de saturation à la pression de l'écoulement. Le coefficient d'échange, dont l'expression varie selon les régimes, dépend des caractéristiques du système solide-fluide :

Pour le solide :

- La diffusivité thermique de la gaine.
- Caractéristiques du transitoire (puissance, durée).

Pour le fluide à pression imposée :

- Les propriétés thermodynamiques (densité, viscosité, chaleur latente, tension de surface) qui peuvent dépendre de la température du fluide.
- Conditions d'écoulement : Débit, Sous refroidissement, titre.

Une description de la courbe d'ébullition avec les différentes lois d'échanges utilisées dans le logiciel est donnée en figure 1.4

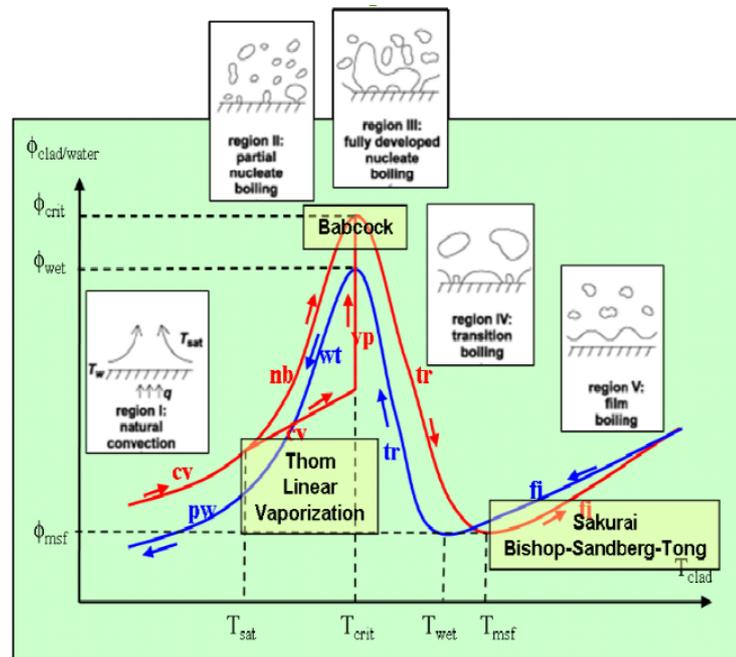


FIGURE 1.4 – Courbe d'ébullition et corrélations dans SCANAIR.

Le logiciel résout numériquement l'équation de la chaleur 1D avec une discrétisation radiale du solide (combustible, gaine, paroi externe) avec la méthode des volumes finis selon un schéma temporel implicite. Par une approche mono-dimensionnelle à deux équations (masse et énergie), l'écoulement du réfrigérant, idéalisé par un canal annulaire autour d'un crayon, est discrétisé axialement. Il prend en compte la variation de l'épaisseur du canal de l'écoulement en fonction d'éventuelles déformations du crayon. Les lois d'échanges présentées sur la figure 1.4 sont alors imposées pour caractériser les échanges gaine-réfrigérant.

Simulations des expériences NSRR et PATRICIA

L'adaptation des corrélations d'échanges thermiques gaine-fluide en condition de transitoires rapides permet de simuler les études expérimentales NSRR et PATRICIA dont l'interprétation a été réalisée par Bessiron et coll. [14]. Un des tests PATRICIA a été calculé dans la base de validation du logiciel SCANAIR et est représenté sur la figure 1.5.

La température mesurée est tracée en bleu et la puissance imposée lors du test en gris. Le flux déduit des mesures expérimentales est tracé en ligne continue rouge. Le flux modélisé au sein du logiciel est tracé en ligne pointillée rouge. Les ordres de grandeurs sont bien retrouvés par les corrélations mais elles ont tendances à surestimer le flux de chaleur, particulièrement sur la période de l'ébullition en film précédant le remouillage.

En ce qui concerne les mesures expérimentales de la température des essais NSRR, elles ont été prises à la paroi du crayon par des thermocouples, les courbes d'ébullition transitoires sont obtenues par des calculs de conduction inverse amenant à des erreurs de l'ordre de $\pm 20\%$ sur

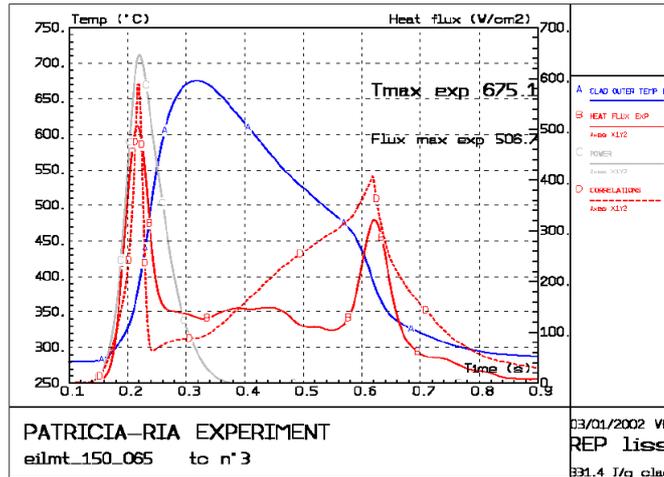


FIGURE 1.5 – Résultats SCANAIR obtenus sur un essai PATRICIA [13].

le flux de chaleur. Ces calculs consistent à imposer la puissance dans la gaine et à imposer la température mesurée par les thermocouples sur la paroi. Le logiciel calcule ensuite par conduction inverse le flux transféré au liquide.

Plusieurs tests NSRR ont été calculés dans SCANAIR, la figure 1.6 illustre l'évolution de la température de paroi expérimentale et numérique pour trois expériences dont les conditions sont données dans le tableau 1.2.

TABLEAU 1.2 – Conditions expérimentales des trois essais NSRR présentés (Fuketa et coll. [35], Bessirion et coll.[15]).

	H_{max} ($J.g^{-1}$)	temps (ms)	Oxydation (μm)	Flux critique ($MW.m^{-2}$)
1H	544	9	1	13
HBO-3	310	5	20-25	11
TK-6	523	5	15	18

Les résultats SCANAIR sur la figure 1.6.a approchent correctement les essais NSRR avec un temps d'assèchement de la paroi lors de l'ébullition en film bien estimé. Une différence plus importante est obtenue sur les deux autres tests du fait d'un taux de dépôt d'énergie plus rapide. Les effets transitoires sont donc plus importants sur ces deux tests. L'oxydation est également plus importante, ce qui amène à des écarts plus grands lors du calcul inverse dans SCANAIR.

L'utilisation de thermocouples placés à des hauteurs différentes sur le crayon montre qu'il y a des phénomènes axiaux qui apparaissent sur la paroi. En effet sur le test en figure 1.6.a, l'ébullition en film est apparue sur toute la paroi mais le décrochage de la température lors du remouillage n'est pas simultané, ce qui indique une propagation du film de vapeur sur la paroi. Les autres tests durent moins longtemps, l'ébullition en film ne se stabilise pas de la même façon, voire n'apparaît pas à certains endroits. Ces phénomènes axiaux ne peuvent pas être représentés par la modélisation du logiciel. Ceci a pour conséquence de sur-estimer le flux critique et approche difficilement la température sur ces zones où l'ébullition en film peut se propager rapidement et de manière chaotique.

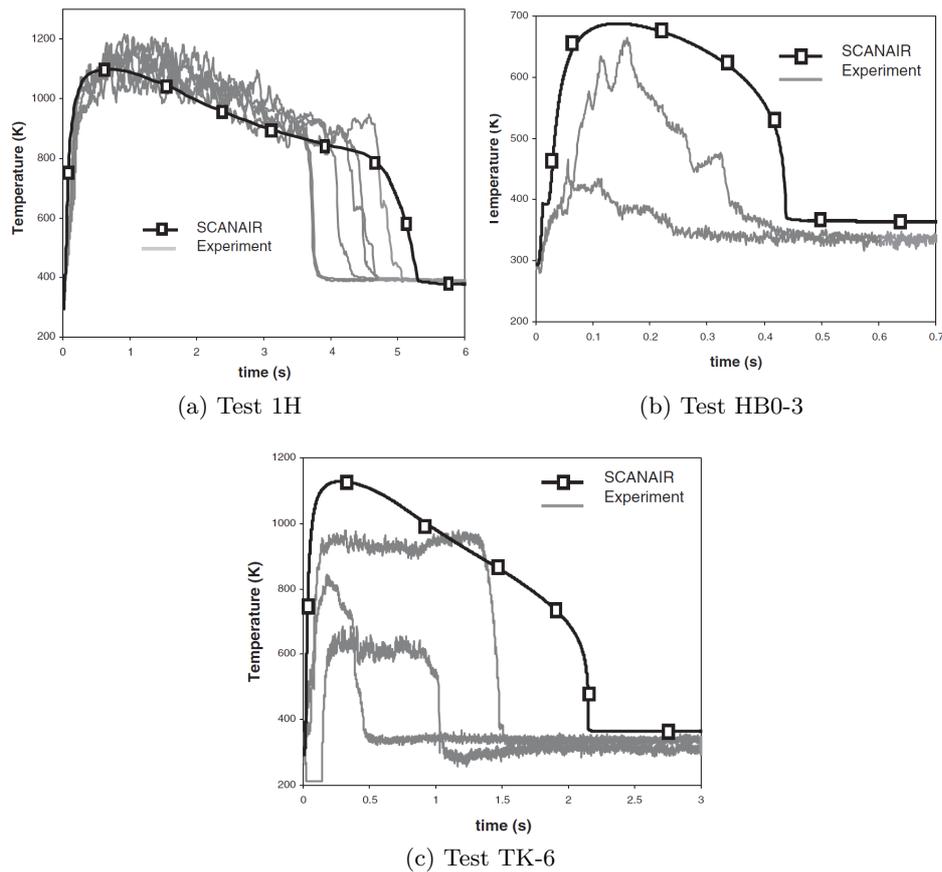


FIGURE 1.6 – Mesures de trois tests NSRR chauffés différemment à l'aide de plusieurs thermocouples placés à différents endroits et comparaison avec les résultats SCANAIR [15].

Du fait de l'environnement contraignant de ces expériences, il est difficile d'obtenir une température précise de la paroi côté fluide ou de visualiser les propagations de film de vapeur sur les crayons de combustible; ce qui pourrait aider à comprendre l'évolution de l'ébullition transitoire sur la paroi. Il y a alors un manque de compréhension et donc de modélisation de ces régimes transitoires. Cependant des études, plus académiques, ont été menées sur ce sujet. Elles permettent d'apporter une meilleure compréhension des régimes d'ébullition même si les conditions expérimentales sont parfois éloignées de celles en réacteur.

1.4 Les différents régimes et transferts thermiques de l'ébullition

Les transferts thermiques durant l'ébullition sont très dépendants des conditions expérimentales, notamment au niveau de l'écoulement mais aussi de la géométrie de la paroi. Dans un réacteur nucléaire, les échanges de chaleur se font entre un crayon de combustible chauffé et un fluide réfrigérant dans une section considérée annulaire. Or les transferts de chaleur sur des parois d'une surface assez étendue (par exemple dans l'axe de l'écoulement) peuvent varier fortement selon cette direction. Lors de l'ébullition nucléée par exemple, les bulles ne recouvrent pas totalement la paroi, ce qui implique alors l'apparition de zones plus chaudes aux endroits où il n'y a pas de passage de bulle. Les transferts de chaleur sont alors différents dans ces zones selon qu'il y ait ou non une bulle de vapeur. Ces variations sont d'autant plus importantes

lorsqu'un film de vapeur ne recouvre qu'une partie de la paroi.

Généralement, pour représenter les transferts thermiques entre une paroi et un fluide pour les régimes d'ébullition, les modèles utilisent des géométries simplifiées comme des fils de métal par exemple ou utilisent des moyennes temporelles sur la température de surchauffe. Dans les cas où les hétérogénéités spatiales sont importantes, cela représente une perte importante d'information et ne représente que partiellement la phénoménologie. Cela sera d'autant plus marqué pour les cas transitoires que nous étudierons, notamment pour les phases d'établissement des régimes. Ceci motive pour partie notre intérêt dans cette revue bibliographique pour des études plus locales des phénomènes.

Cette partie détaille alors les différents échanges thermiques lors de l'ébullition stationnaire et transitoire pour un écoulement turbulent. En premier lieu, les modèles classiques de la littérature sont étudiés. Dans un second temps, on considérera les études pour lesquelles l'analyse intègre les écarts à la moyenne, notamment via des grandeurs statistiques.

1.4.1 Convection forcée

Le premier régime observé lors de la chauffe d'une paroi correspond au régime convectif. La surchauffe dans ce cas là n'est pas assez importante pour déclencher l'ébullition. Les flux de chaleur pour ce régime sont modérés et une couche limite thermique s'établit.

On caractérise généralement les transferts thermiques entre une paroi et un fluide avec le nombre de Nusselt Nu déterminé comme :

$$Nu = \frac{h \cdot L_{carac}}{\lambda_l} \quad (1.1)$$

avec $h = \frac{\Phi_w}{T_w - T_l}$ le coefficient de transfert de chaleur, λ_l la conductivité thermique du liquide et L_{carac} la longueur caractéristique prise généralement comme le diamètre hydraulique $D_h = \frac{4 \cdot S}{P_m}$ où S est la surface de la section de passage du fluide et P_m le périmètre mouillé.

Le nombre de Nusselt est estimé en fonction du nombre de Reynolds $Re = \frac{u \cdot L_{carac}}{\nu_l}$ et du nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu_l}{\alpha_l}$ avec u la vitesse du fluide, ν_l la viscosité cinématique du fluide et α_l la diffusivité thermique.

Régime stationnaire

Deux corrélations très utilisées en régime stationnaire déterminent le nombre de Nusselt en fonction de ces deux nombres adimensionnels (Re et Pr) :

La corrélation de Dittus-Boelter [67] obtenue pour un écoulement turbulent établi thermiquement et dynamiquement dans une conduite cylindrique chauffée :

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (1.2)$$

et la corrélation de Hasan et coll. [44] qui ont déduit un modèle pour la convection stationnaire, des expériences de Kang et coll. [51] avec un écoulement ascendant d'un réfrigérant le R-113 :

$$Nu = 0.0106 \cdot Re^{0.88} \cdot Pr^{0.4} \quad (1.3)$$

Cette corrélation a été déterminée pour une géométrie annulaire qui se rapproche de notre géométrie. Il est alors intéressant de comparer nos résultats avec ce modèle.

Convection transitoire : l'étude de Kawamura [54]

Une étude expérimentale et analytique de la convection turbulente transitoire dans une conduite cylindrique chauffée par effet Joule a été réalisée par Kawamura [54]. L'auteur a observé que le coefficient de transfert thermique transitoire $h_{trans} = \frac{\Phi}{T_w - T_{inf}}$ s'exprimait en fonction de deux grandeurs sans dimension dépendant du coefficient de transfert thermique stationnaire h_{stat} . Un temps sans dimension Z est défini à partir d'un temps caractéristique :

$$Z = \frac{h_{stat}^2 \cdot t}{4\lambda_l \rho_l C_{p,l}} \quad (1.4)$$

et une capacité thermique de la paroi chauffée réduite β :

$$\beta = \frac{h_{stat} Mth}{\lambda_l \rho_l C_{p,l}} \quad (1.5)$$

Avec $Mth = \rho_w \cdot C_{p_w} \cdot e_w$ la capacité thermique du matériau solide.

L'auteur a observé que le transfert h_{trans} dépend du Reynolds, du diamètre du tube et de l'épaisseur de la paroi. Notamment, il est montré que h_{trans} est bien corrélé au paramètre Z mais dépend plus faiblement de β . Cela signifie que Z est un paramètre critique à l'étude de h_{trans} . Kawamura a observé que le rapport $F_k = h_{trans}/h_{stat}$ était toujours supérieur à 1 quand la paroi était chauffée et a modélisé l'évolution de ce rapport avec Z et β pour un créneau de puissance imposée :

$$F_k = \frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{Q(Z, \beta)}{\Theta(Z, \beta)} \quad (1.6)$$

où $Q(Z, \beta)$ correspond au flux de chaleur réduit et $\Theta(Z, \beta)$ correspond à une température de paroi réduite. Ces fonctions peuvent être modélisées par les formules suivantes :

$$Q(Z, \beta) = \frac{2 - \beta}{2 \cdot (1 - \beta)} \cdot (1 - e^{-Z} \cdot e^{Z'} \cdot \text{erfc}(\sqrt{Z}')) - \frac{\beta}{2 \cdot (1 - \beta)} \cdot \text{erf}(\sqrt{Z}) \quad (1.7)$$

$$\Theta(Z, \beta) = \frac{1 + (1 - \beta)^2}{2 \cdot (1 - \beta)^2} \cdot \text{erf}(\sqrt{Z}) + \frac{\beta \cdot (\beta - 2)}{2 \cdot (1 - \beta)^2} \cdot (1 - e^{-Z} \cdot e^{Z'} \cdot \text{erfc}(\sqrt{Z}')) \quad (1.8)$$

$$+ \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot (1 - \beta)} \cdot \sqrt{Z} \cdot e^{-Z} \cdot (1 - \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{Z} \cdot e^Z \cdot \text{erfc}(\sqrt{Z}')) \quad (1.9)$$

avec $Z' = Z \cdot (\frac{2}{\beta} - 1)^2$.

En considérant la conduction dans la paroi chauffée et en considérant le modèle de h_{trans}/h_{stat} comme condition limite, il a estimé l'évolution de la température de paroi. Cette estimation est en bon accord avec leurs mesures expérimentales en appliquant un coefficient correcteur k déterminé pour l'eau de manière empirique donné par :

$$k = \begin{cases} 1 + 0.6 \cdot (1 - \frac{\beta}{4}), & 0 \leq \beta \leq 4 \\ 1, & 4 < \beta \end{cases} \quad (1.10)$$

L'équation devient alors :

$$F_k = \frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{Q(Z, \beta)}{\Theta(kZ, k\beta)} \quad (1.11)$$

En considérant un coefficient de transfert constant ils ont également obtenu une solution quasi-stationnaire qui devient une bonne approximation pour des nombres de Reynolds turbulents ($\epsilon[3000, 8000]$), figure 1.7.

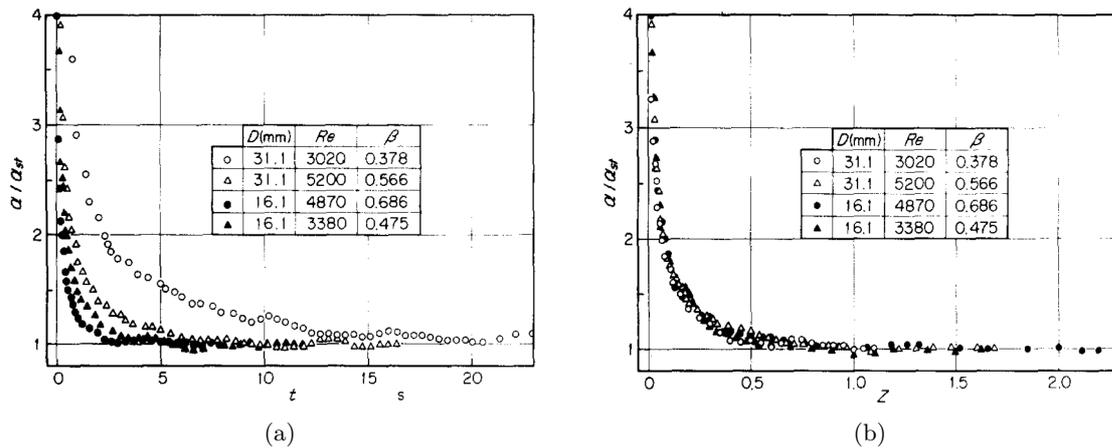


FIGURE 1.7 – Évolution de $\frac{h_{trans}}{h_{stat}}$ en fonction du temps a) et d'un temps adimensionné Z b) pour plusieurs Reynolds et diamètres de tube.

Ainsi Kawamura [54] a montré, pour différents nombres de Reynolds, que les coefficients de transferts et la température de paroi sont dépendant des paramètres réduits Z et β . Il propose ensuite une solution analytique corrigée par un facteur k déterminé empiriquement.

Convection transitoire : la solution quasi-stationnaire

La solution quasi-stationnaire est déterminée lorsque la température à travers l'épaisseur e_w du solide est homogène. La paroi est chauffée avec un terme source Φ_{gen} généré par effet Joule. On fait l'hypothèse que le coefficient d'échange de chaleur est constant et qu'il vaut la valeur en stationnaire, le flux côté fluide est alors déterminé comme $\Phi_w = h_{stat} \cdot (T_w - T_b)$ et que la surface est adiabatique de l'autre côté. À l'instant t_0 , tout le système paroi-fluide est à la température du liquide T_b (figure 1.8).

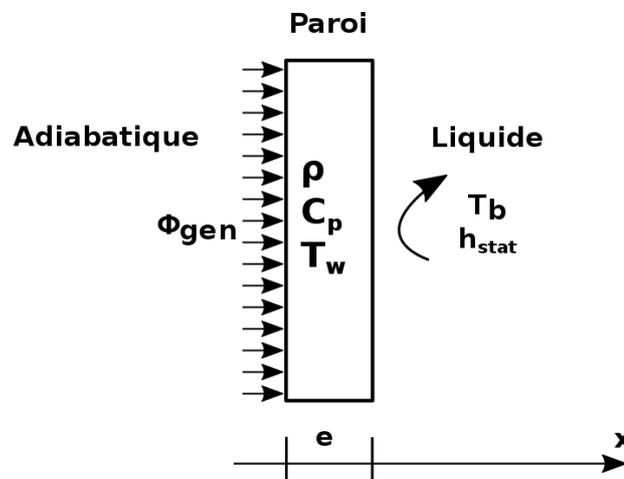


FIGURE 1.8 – Schéma du problème quasi-stationnaire.

Le bilan d'énergie s'écrit alors :

$$\Phi_w = h_{stat} \cdot (T_w - T_b) = \Phi_{gen} - \rho \cdot C_p \cdot e \cdot \frac{dT_w}{dt}. \quad (1.12)$$

et a pour solution :

$$\frac{T_w(t) - T_b}{T_{stat} - T_b} = 1 - e^{-t/\tau} \quad (1.13)$$

où τ est le temps caractéristique égal à

$$\tau = \frac{(\rho \cdot C_p \cdot e)_w}{h_{stat}} \quad (1.14)$$

1.4.2 Déclenchement de l'ébullition

Lors du régime de convection, le transfert de chaleur est assez faible entre la surface et le liquide, la paroi emmagasine une grande quantité d'énergie et la température augmente. Une fois une température seuil atteinte, il y a l'initiation de la formation de bulles (nucléation) sur la paroi, l'énergie est retransmise au fluide avec un fort coefficient d'échange qui amène à l'ébullition nucléée. Cette transition est observée classiquement, pour des systèmes initialement dégazés et est représentée par un flux Φ_{ONB} et une température T_{ONB} seuil de déclenchement de l'ébullition (Onset of Nucleate Boiling). La température seuil T_{ONB} est plus importante que la valeur de saturation (température d'équilibre d'un mélange liquide-vapeur à la pression du système).

Stabilité de l'équilibre thermodynamique

Afin de déterminer l'équilibre thermodynamique, on minimise le plus souvent le potentiel thermodynamique associé au type de transformation suivie. Dans le cas du changement de phase (transformation à T et P constantes) ce potentiel est l'enthalpie libre. Afin d'assurer la stabilité de cet équilibre on doit vérifier que la capacité calorifique à volume constant est positive et que la pression diminue avec l'augmentation du volume lors d'une évolution à température constante. Dans le cas de l'ébullition (changement de phase liquide-vapeur), on utilise le plus souvent le modèle de Van der Waals :

$$\left(P + \frac{a}{vol^2} \right) (vol - b) = RT \quad (1.15)$$

où P est la pression, vol le volume molaire, a la constante de pression de cohésion et b le covolume. Une représentation d'une évolution isotherme de Van der Waals dans le diagramme (P, v) est donnée figure 1.9, pour une température inférieure à la température critique.

On constate la possibilité de coexistence de différent états (points B, D, F) à la même température et la même pression. Les points B et F marquent respectivement la limite de stabilité des phases liquide et vapeur. Le lieu de ces points avec la température décrit la courbe de saturation. Le point D est dans une zone où la pression augmente avec le volume, ce qui est instable. Les points C et E marquent la limite de cette zone et leur variation avec la température détermine les limites spinodales de chaque phase. Au dessous de cette limite spinodale, on est nécessairement en présence d'un mélange diphasique. Entre la courbe de saturation et la limite spinodale, il est possible d'avoir soit uniquement du liquide (entre les points B et C) soit

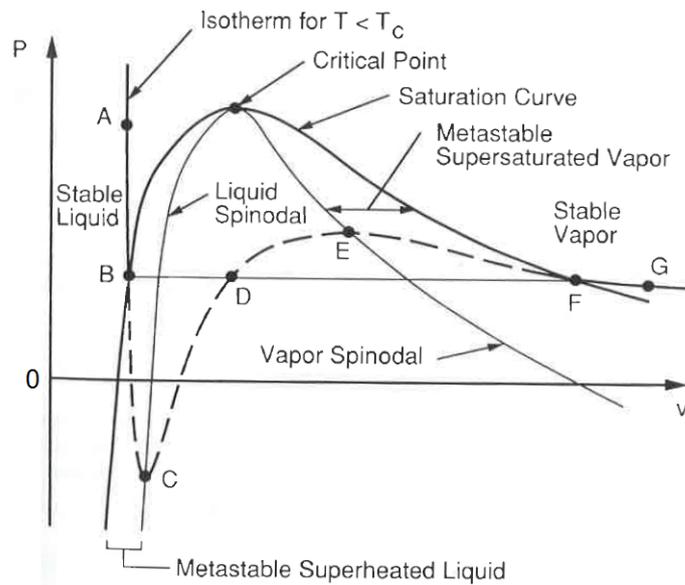


FIGURE 1.9 – Isothermes de Van der Waals avec l'isotherme critique, la courbe de saturation et la limite spinodale.

uniquement de la vapeur (entre les points D et F). Ces états sont dits métastables car il existe un mélange diphasique plus stable. L'évolution de la pression de saturation P_{sat} en fonction de la température T est bien approchée par la formule de Clapeyron :

$$\frac{dP_{sat}}{dT} = \frac{h_{lv}}{T(v_v - v_l)} \quad (1.16)$$

Il y a trois mécanismes possibles d'apparition de vapeur : la nucléation homogène (les bulles se forment directement dans le liquide), la nucléation hétérogène sur paroi lisse (qui se rapproche de la nucléation homogène) et enfin la nucléation hétérogène sur une paroi rugueuse (des embryons de vapeur se forment dans les cavités de la paroi). C'est ce dernier phénomène qui prend place dans nos expériences et qui est développé dans la suite.

Les matériaux usuels, dont ceux utilisés par l'industrie, ne sont pas complètement lisses et sont recouverts d'irrégularités. Ce sont des cavités présentes sur la paroi qui aident à la nucléation. De faibles surchauffes qui demandent moins d'énergie que les autres mécanismes de nucléation, sont requises pour permettre à un embryon de vapeur piégé au sein d'une de ces cavités de croître en bulle.

Ainsi, lorsqu'on considère un liquide chauffé à la température T_b supérieure à sa température de saturation à la pression P_o mais inférieure à la limite spinodale, des fluctuations locales de densité donnent naissance à de petits embryons de bulle de vapeur. Les embryons ainsi formés sont instables et ils vont soit collapser, soit croître. La taille limite entre ces deux comportements correspond à un rayon r_e d'équilibre instable. Pour cette taille r_e , les températures et les potentiels chimiques des deux phases (liquide et vapeur) sont égaux et la différence de pression entre l'intérieur de la bulle et le liquide est donné par la loi de Laplace :

$$P_{ve} - P_o = \frac{2\sigma}{r_e} \quad (1.17)$$

Ainsi, en considérant des cavités de rayon r_c , une bulle en équilibre dans cette cavité va avoir un rayon de courbure r_c . Pour avoir un équilibre, la température du bain liquide $T_{eq,rc}$ s'obtient en combinant l'équation de Clapeyron (Eq.1.16) et la loi de Laplace (Eq.1.17) :

$$T_{eq}(r_c) - T_{sat}(P_o) = \frac{2\sigma T_{sat}(P_o)}{\rho_v h_{lv} r_c} \quad (1.18)$$

Le déclenchement de l'ébullition est donc dépendant des tailles r_c de ces cavités et de la capacité du fluide à les remplir. En effet, du gaz peut rester piégé dans les plus petites cavités selon l'angle de mouillage du fluide (figure 1.10).

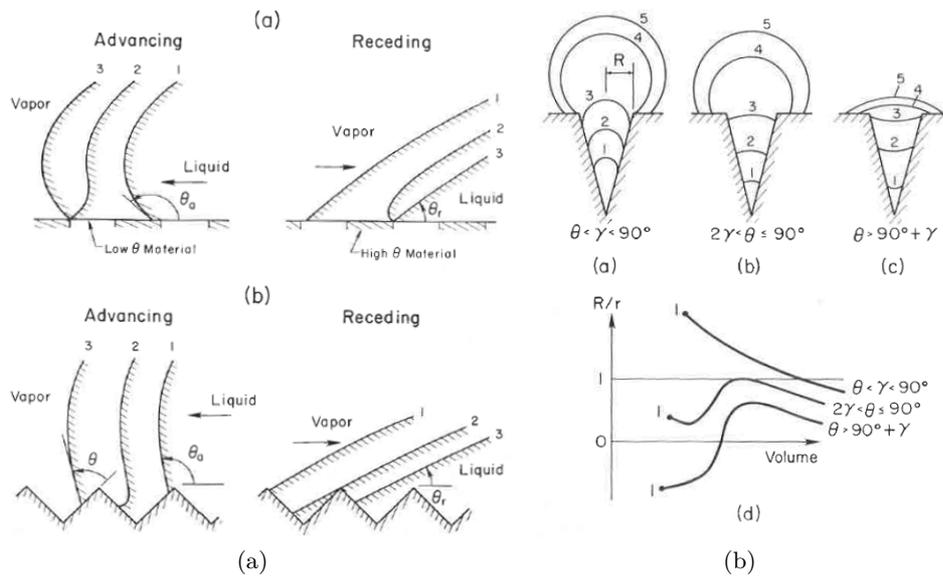


FIGURE 1.10 – Effet de la rugosité de la paroi sur l'angle d'avancée et de recul d'une bulle en a.) et effet de mouillabilité du fluide sur l'apparition d'une bulle dans une cavité en b.), Carey [22]

Les cavités sont ici idéalisées par un cône avec un angle d'ouverture 2γ et les bulles en équilibre ont un rayon de courbure r_c . La figure 1.10.a) compare les angles de contact d'avancée et de recul sur une paroi lisse ou rugueuse. Carey ([22]) décrit une hystérésis entre l'angle d'avancée et de recul qui est due aux inhomogénéités présentes sur la paroi, à la rugosité et à des impuretés de la paroi.

La figure 1.10.b représente l'influence de la mouillabilité d'un fluide dans une cavité ainsi que le ratio r/r_c correspondant à l'évolution de l'embryon de vapeur dans et en dehors de la cavité. Pour les fluides mouillants où $\theta < \gamma < 90^\circ$, le rayon de courbure à l'interface croît de manière monotone que l'embryon soit à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité. Dans ce cas le ratio R/r_c va diminuer et tendre vers 0. Pour des fluides où $2\gamma < \theta \leq 90^\circ$, r augmente d'abord jusqu'à l'entrée de la cavité. Une fois que la ligne de contact dépasse le bord, le rayon va diminuer avant d'augmenter à nouveau. Ce changement est dû au changement de l'angle de contact plus grand que 90° à l'intérieur de la cavité et plus petit à l'extérieur. Pour les fluides peu mouillants, $\theta > 90^\circ + \gamma$, l'interface est d'abord concave, r est donc négatif. Plus l'embryon de vapeur se rapproche de l'entrée de la cavité, plus l'interface devient plate jusqu'à changer de signe une fois sortie de la cavité.

Or les cavités réelles des surfaces étudiées sont toutes différentes, le fluide ne pénètre pas alors de la même façon sur toute la paroi, ce qui laisse supposer des variations sur le déclenchement de l'ébullition selon la position (plus de détails sont donnés dans la partie ébullition nucléée).

Régime stationnaire

Les cavités actives après le départ d'une bulle sont soumises à un refroidissement qui provient de l'évaporation d'une microcouche de liquide présente dans ces cavités. Des études ont permis de déterminer cette stabilité en fonction des différentes formes de cavités et de la pénétration du liquide dans ces cavités (Marto et coll. [65], Wang et coll. [100]). La température d'équilibre est alors donnée par l'équation 1.18.

La limitation à ce modèle est qu'on considère que la température de surchauffe du liquide est uniforme et ne prend pas en compte une couche limite thermique. Un modèle semi-théorique proposé par Hsu [47] schématisé sur la figure 1.11 propose de tenir compte de cette non-uniformité dans la couche limite thermique au voisinage de la paroi chauffée.

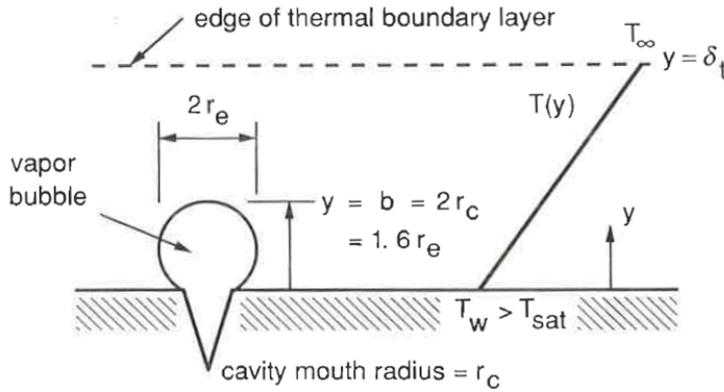


FIGURE 1.11 – Croissance d'une bulle en proche paroi à partir d'une cavité et à l'intérieur de la couche limite thermique, Carey [22].

La présence d'une couche limite thermique d'épaisseur δ stoppe l'activation si $r > \delta$. Initialement, Hsu suppose une cavité où un embryon de vapeur existe qui provient d'une quantité de vapeur résiduelle présente dans celle-ci. La bulle est alors immergée dans un liquide à une température T_{inf} , une couche limite thermique va alors se développer par conduction instationnaire. Dans l'épaisseur de cette couche thermique, le transport de chaleur se fait par diffusion uniquement. Les transferts thermiques vers le liquide sont modélisés par de la conduction transitoire 1D au sein d'une épaisseur de couche limite δ_t avec l'équation suivante :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \alpha_l \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right) \quad (1.19)$$

où $\Theta = T - T_{inf}$ avec les conditions limites et initiales :

$$\Theta = 0 \quad \text{à } t=0 \quad (1.20)$$

$$\Theta = 0 \quad \text{à } y=\delta_t \quad (1.21)$$

pour $t > 0$,

$$\Theta = \Theta_w = T_w - T_{inf} \quad \text{à } y=0 \quad (1.22)$$

Or Hsu postule que la hauteur d'un embryon de bulle r_b , le rayon de l'embryon r_e et la taille r_c de la cavité sont reliés comme :

$$r_b = 2r_c = 1.6r_e \quad (1.23)$$

En utilisant les équations 1.18 et 1.23, l'équation peut être arrangée pour obtenir :

$$\frac{\Theta_b}{\Theta_w} = \frac{3.2\sigma T_{sat}(P_o)}{\rho_v h_{lv} \delta_t \Theta_w (1 - 2r_c/\delta_t)} \quad (1.24)$$

avec $\Theta_b = T_{y=b} - T_{inf}$ et $\Theta_{sat} = T_{sat}(P_o) - T_{inf}$.

Pour qu'un site soit actif, la température d'équilibre doit être atteinte autour du périmètre de la bulle. Et comme la température décroît quand y augmente, ceci est possible que si la température à $y=b$ est plus élevée que la température T_{eq} . Dans ce cas :

$$\frac{\Theta}{\Theta_w} \geq \frac{\Theta_b}{\Theta_w} \quad \text{à } y=b=2r_c \quad (1.25)$$

Il existe donc un rayon minimal et maximal des sites pour qu'ils soient actifs. Les rayons de cavités sont exprimés analytiquement à partir des équations que Hsu détermine comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{c,min} \\ r_{c,max} \end{array} \right\} = \frac{\delta}{4} \left[\frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_{inf}} \left\{ \begin{array}{l} + \\ - \end{array} \right\} \sqrt{\left(\frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_{inf}} \right)^2 - \frac{12.8\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t (T_w - T_{inf})}} \right] \quad (1.26)$$

Lorsque les rayons de cavités sont moins importants que $r_{c,min}$, la surchauffe n'est pas suffisante et pour des rayons supérieurs à $r_{c,max}$ la bulle dépasse de l'épaisseur de la couche limite thermique et peut se recondenser dans le liquide. Cette couche limite thermique joue alors un rôle important pour la croissance de bulle, si la surchauffe n'est pas assez importante, la couche limite thermique ne sera alors pas suffisamment développée et il n'y aura pas de sites de nucléation qui pourront s'activer.

Finalement, ce modèle permet de déduire qu'il est nécessaire d'atteindre une température de surchauffe minimale à la surface pour qu'un site de nucléation puisse s'activer, ce qui est conforme avec la phénoménologie observée. La taille des sites activable dépend des propriétés du fluide utilisé et aussi du sous-refroidissement qui vont modifier la taille de la couche limite thermique δ_t . Ainsi, plus le sous-refroidissement est important, plus la couche limite thermique va être fine amenant à des surchauffes plus grandes pour déclencher l'ébullition. Lors d'un régime transitoire, cette couche limite thermique ne se développe pas complètement et il est difficile de considérer un milieu homogène en température.

Régime transitoire

Lorsque le flux généré est assez important pour faire apparaître de l'ébullition transitoire sur la paroi, la température de surchauffe nécessaire pour déclencher l'ébullition peut être beaucoup plus importante que la température de saturation du fluide. Jackson et coll. [49] et Sakurai [85] ont montré dans leurs études que la nucléation hétérogène en proche paroi avec des cavités noyées par du liquide implique des températures de surchauffe relativement constantes mais plus élevées que la température de saturation du fluide. Ainsi, les résultats expérimentaux de la littérature tendent à montrer que la température de déclenchement de l'ébullition est d'autant plus élevée que l'échauffement est rapide.

Berthoud et coll. [12] utilisent le modèle de Hsu [47] mais en considérant une couche limite thermique transitoire. Ainsi l'évolution de la température avant l'apparition de la première bulle est similaire à la montée en température en régime de convection et s'écrit $T_w - T_{inf} = (T_{w,stat} - T_{inf}) \cdot f(t)$. Le profil de température au sein du liquide est déterminé en faisant l'hypothèse que l'épaisseur de la couche limite thermique suit la même évolution $\delta_t = \delta_{t,stat} \cdot f(t)$ et que le profil de température dans la couche limite thermique est linéaire. Cette dernière hypothèse se vérifie en proche paroi en supposant des variations axiales négligeables devant les variations radiales avec un écoulement et des échanges de chaleur turbulents modélisés par un modèle de Von Karman. On peut écrire :

$$T_l(x, t) - T_{inf} = \frac{T_w(t) - T_{inf}}{\delta_t(t)} (\delta_t(t) - y) \quad (1.27)$$

$$= (T_{w,stat} - T_b) \left(f(t) - \frac{y}{\delta_{t,stat}} \right) \quad (1.28)$$

Ainsi, avec le modèle de Hsu, la première bulle apparaît pour des surchauffes à $x=2r_c$ au temps t_{ONB} où $T_l(r_c, t_{ONB}) = T_{eq}(r_c)$, ainsi

$$T_{eq}(r_c) - T_{inf} = T_l(r_c, t_{ONB}) - T_{inf} = (T_{w,stat} - T_{inf}) \left(f(t_{ONB}) - \frac{2r_c}{\delta_{t,stat}} \right) \quad (1.29)$$

Étant donné que $T_w - T_b = (T_{w,stat} - T_b) \cdot f(t)$, avec l'équation 1.29, la température de déclenchement d'ébullition est déterminée comme :

$$\Delta T_{ONB} = \Delta T_{eq}(r_c) + \frac{2r_c}{\delta_{t,stat}} (T_{w,stat} - T_{inf}) \quad (1.30)$$

avec $\Delta T_{ONB} = T_{ONB} - T_{inf}$ et $\Delta T_{eq}(r_c) = T_{eq}(r_c) - T_{inf}$.

Cette équation montre que la température de paroi lors de la nucléation est une somme de la température d'équilibre théorique déterminée dans le cas stationnaire et d'un gradient thermique à travers la taille de la bulle $2r_c$. Ce modèle permet d'introduire le rôle de la vitesse de chauffe sur la température de déclenchement de l'ébullition à travers le terme $\delta_{t,stat}$. Plus le flux généré est élevé, plus la température de surchauffe est importante. Ce résultat a également été montré par Jackson et coll. [49] avec des expériences à plusieurs vitesses de chauffe.

Les tailles des sites de nucléation influencent également l'apparition du déclenchement de l'ébullition, ainsi plus r_c est petit, plus la température de surchauffe est proche de la température d'équilibre. Ceci implique qu'il faut alors des flux générés plus forts pour faire apparaître un effet du transitoire.

Il est possible d'approcher le terme de couche limite stationnaire comme $\delta_{t,stat} \approx \lambda_l / h_{stat}$. Ainsi

$$\Delta T_{ONB} \approx \Delta T_{eq}(r_c) + 2r_c \cdot \frac{\Phi_{gen}}{\lambda_l}. \quad (1.31)$$

En utilisant l'équation 1.13 qui détermine l'évolution de la température en régime de convection avec l'équation 1.31, le temps auquel apparaît la première bulle est calculé :

$$t_{ONB} \approx -\frac{M_{th}}{h_{stat}} \cdot \ln \left(1 - \underbrace{\frac{(\Delta T_{eq} + \Delta T_{sub}) h_{stat}}{\Phi_{gen}}}_{\tau_1} - \underbrace{\frac{2r_c h_{stat}}{\lambda_l}}_{\tau_2} \right) \quad (1.32)$$

avec $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{inf}$.

La première contribution au logarithme τ_1 correspond au temps nécessaire pour atteindre T_{eq} à la paroi et la deuxième contribution τ_2 correspond au temps qu'il faut au sommet de la bulle de vapeur pour atteindre T_{eq} .

Plus récemment, Su & coll. [92]-[93] ont fait une étude expérimentale, sans et avec écoulement, de l'échauffement d'une paroi à l'aide d'une puissance augmentant exponentiellement $\Phi_{gen} = \Phi_0 e^{t/\tau}$ et une période τ qui varie de 5ms à 100ms. L'expérience consiste en une cellule composée d'une structure de double cylindres concentriques en acier inoxydable où l'eau passe à l'intérieur, l'extérieur étant composé d'une couche isotherme.

Ce système permet d'étudier la condition d'overshoot qui correspond au point où la température commence à diminuer avant le début de l'ébullition (ONB) et le début d'un important taux de vide (OSV, onset of significant void). Ces points sont étudiés selon le temps caractéristique de l'exponentielle, le nombre de Reynolds, et le sous-refroidissement sur la figure 1.12.

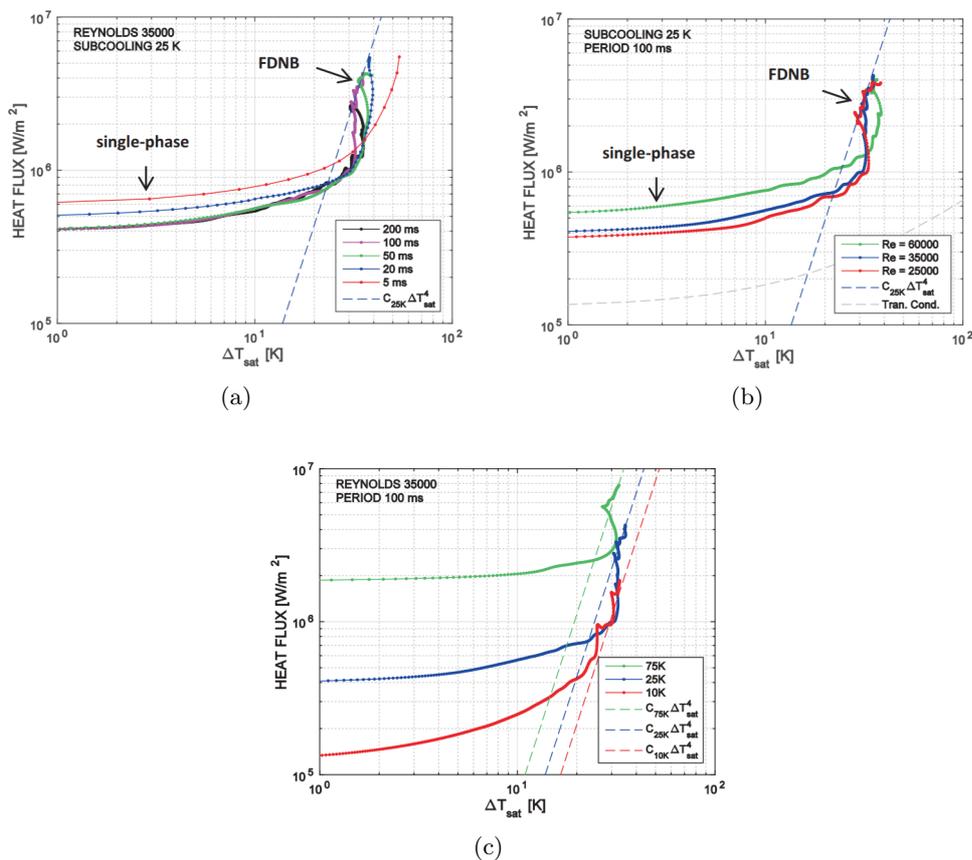


FIGURE 1.12 – Courbes d'ébullition obtenue par Su et coll. [93] à partir d'une puissance exponentielle en fonction du temps caractéristique de l'exponentielle en a.), en fonction du Reynolds en b.) et en fonction du sous-refroidissement en c.)

La figure 1.12.a montre que l'overshoot (OV) n'est observé que pour des périodes supérieures à 20ms. Pour ces régimes, une fois l'ébullition commencée, la température de paroi diminue fortement avant d'atteindre le régime d'ébullition nucléée établi (FDNB). L'effet de l'écoulement est étudié sur la figure 1.12.b pour une période longue de 100ms. Ainsi lors du régime de convection, plus le nombre de Reynolds est important, plus le flux de chaleur aug-

mente, mais lors du régime FDNB, les courbes d'ébullition tendent vers la même valeur. Pour la gamme étudiée, l'écoulement affecte peu les transferts de chaleur. Enfin la figure 1.12.c montre l'influence du sous-refroidissement qui impacte fortement les échanges de chaleur et suggère que plus le sous-refroidissement est élevé, plus le régime FDNB est efficace. Ceci est dû aux tailles des bulles qui sont plus grandes pour les faibles sous-refroidissements. Cela implique des cycles de vie plus courts pour les bulles aux forts sous-refroidissements, la surface est alors continuellement remouillée par le liquide, ce qui augmente alors les transferts de chaleur.

- Les études de Su et coll. [92] et [93] ont également permis d'obtenir les résultats suivants :
- Lors de la phase monophasique, le transfert de chaleur est inversement proportionnel à la racine carrée de la période τ .
 - Le flux de chaleur et la température de condition de déclenchement de l'ébullition (ONB) augmentent quand la période diminue et peuvent être prédit à partir du critère de Hsu.
 - Le flux de chaleur et la température pariétale à l'instant d'une formation significative d'un taux de vide (OSV) suivent la même tendance que le flux de chaleur à l'ONB. Mais l'OSV n'apparaît que lorsqu'un nombre suffisant de cavités sont activées, ce qui requiert une surchauffe intense et un flux de chaleur important par rapport à l'ONB. L'OSV dépend de la distribution de cavités actives disponibles sur la surface chauffée.
 - La transition de l'OSV vers l'ébullition nucléée développée dépend de la période de la montée en puissance et du sous refroidissement. Un overshoot (OV) est présent pour des forts sous-refroidissements ou pour des longues périodes ($>20\text{ms}$) à faible sous refroidissement.
 - L'ébullition nucléée développée se met en place après l'OSV, et les expériences sont stoppées avant la transition vers l'ébullition en film.

Finalement, lors de l'ébullition transitoire, la température de paroi va continuer d'augmenter lors d'un court instant après l'apparition de la première bulle, avant un overshoot important qui permet d'atteindre la température d'ébullition nucléée.

1.4.3 Ébullition nucléée

Une fois l'ébullition déclenchée, on observe l'apparition de bulles en des points précis de la surface surchauffée que l'on appelle sites de nucléation, c'est l'ébullition nucléée. Ces bulles vont monter dans le liquide et vont entraîner une augmentation brutale du transfert de chaleur et donc l'efficacité des échanges thermiques. Ce sont alors les bulles qui vont principalement être responsables du transfert de chaleur de la paroi vers le liquide. Le régime stationnaire est approché à l'aide de deux corrélations et le régime transitoire est comparé à une étude de transitoire à température contrôlée.

Ébullition nucléée stationnaire

L'ébullition nucléée convective peut s'idéaliser comme la superposition de deux mécanismes de transfert de chaleur distincts, à savoir la partie convective qui prend en compte l'écoulement sans les bulles, et la partie d'ébullition sans écoulement notée PB (Pool Boiling). Le flux transféré au liquide s'écrit comme la somme de ces deux contributions :

$$\Phi_{w,NB} = \Phi_{conv} + \Phi_{PB} \quad (1.33)$$

Il est possible d'appliquer un facteur correctif S au le terme Φ_{PB} pour prendre en compte l'effet de l'écoulement. Un autre facteur correctif S_{sub} peut être ajouté pour prendre en compte un éventuel effet du sous-refroidissement (qui n'est pas pris en compte à la base dans cette équation).

Pour déterminer le flux convectif Φ_{conv} , ce sont les modèles présentés dans la partie précédente qui sont choisis (Dittus-Boelter ou Hassan et coll.).

Pour le flux sur l'ébullition nucléée, ce sont les corrélations de Rohsenow [81] et Forster et Zuber [33] qui sont retenues.

Forster et Zuber Le modèle de Forster et Zuber [33] se base sur la micro-convection dans la couche de liquide à la paroi induite par la formation des bulles lorsque le fluide est en vase et sous-refroidi. On a

$$\Phi_{PB,FZ} = 0.0012 \cdot Ja^{5/4} \cdot Pr^{-7/24} \cdot \left[\frac{\rho_l r_e^3}{2\sigma\alpha_l^2\pi^{1/2}} \right]^{-1/4} \cdot \rho_v \cdot h_{lv} \quad (1.34)$$

où la constante 0.0012 est évaluée pour un réfrigérant, le HFE7000, par Visentini et coll. [99], $\alpha_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l C_{pl}}$ correspond à la diffusion thermique du liquide, ρ est la masse volumique, σ est la tension de surface, h_{lv} est la chaleur latente de vaporisation, $Ja = \frac{\rho_l C_{pl}(T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}}$ correspond au nombre de Jacob qui mesure le rapport de quantité d'énergie pouvant être fournie par unité de volume du liquide, à la quantité d'énergie nécessaire pour obtenir une unité de volume de gaz et r_e le rayon d'équilibre de la bulle donné par :

$$r_e = \frac{2\sigma}{h_{lv}(T_w - T_{sat})} \cdot \frac{T_{sat}}{\rho_v} \quad (1.35)$$

Rohsenow Une autre corrélation est celle de Rohsenow [81], qui suppose le transfert de chaleur à la paroi essentiellement contrôlé par l'agitation des bulles dans le sillage quittant la paroi. Cette hypothèse propose alors une corrélation similaire au régime de convection forcée en se basant sur des échelles caractéristiques des bulles.

En utilisant la longueur capillaire L_c comme longueur caractéristique :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (1.36)$$

et la vitesse u_b qu'aurait la vapeur si tout le flux de chaleur était transformé en chaleur latente

$$u_b = \frac{\Phi}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.37)$$

le nombre de Reynolds de bulle est obtenue pour pouvoir estimer le nombre de Nusselt tel que :

$$Nu_b = A \cdot Re_b^n \cdot Pr_l^m \quad (1.38)$$

Le flux en ébullition nucléée s'écrit comme :

$$\Phi_{NB,Rohsenow} = \frac{\lambda_l \cdot (T_w - T_{sat})}{L_c} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^2 \cdot Ja^2 \cdot C_{sf}^{-3} \cdot Pr^{-4.15} \quad (1.39)$$

où les valeurs de C_{SF} dépendent de la combinaison fluide-solide et sont comprises entre 0.001 et 0.015.

Prise en compte de l'écoulement et du sous-refroidissement Pour le régime d'ébullition nucléée convective avec un écoulement, le modèle de Chen [23] est utilisé. Il considère la somme de la phase convective avec le modèle de Dittus-Boelter et de l'ébullition en vase avec le modèle de Forster et Zuber. La différence avec les corrélations précédentes est qu'il fait intervenir un coefficient de suppression, du fait de l'écoulement, la couche limite est moins épaisse et donc le coefficient d'échange thermique est plus important. Il faut dans ce cas une surchauffe plus grande pour commencer l'ébullition. Ce facteur tient compte de cette "suppression" d'ébullition et permet d'avoir le flux de chaleur $\Phi_{NB,Chen}$ lors de l'ébullition nucléée.

$$\Phi_{NB,Chen} = \Phi_{conv} + \Phi_{PB,FZ} \cdot S_c \quad (1.40)$$

avec $S_c = (1 + 2.53 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1.17})^{-1}$ proposé par Collier [26].

Dans cette corrélation, le terme convectif est normalement corrigé par un facteur d'amplification qui inclue le paramètre de Martinelli [23]. Ce coefficient n'est pas connu dans nos expériences et est pris égal à 1. On remarque que le terme tend vers 1 pour les petits débits. Il faut également modifier cette équation lorsque le liquide est sous refroidi.

En ce qui concerne la corrélation de Rohsenow, plutôt que de sommer les deux termes, Bergles et Rohsenow [11] proposent de calculer le flux transféré au liquide comme :

$$\Phi_{w,NB} = \Phi_{conv} \cdot \sqrt{\frac{\Phi_{PB}}{\Phi_{conv}} \cdot \left(1 - \frac{\Phi_{ONB}}{\Phi_{PB}}\right)^2} \quad (1.41)$$

avec le flux Φ_{PB} associé à la nucléation des bulles pris à la température d'ébullition ou de déclenchement de l'ébullition (ONB). Ce terme est donc plus compliqué à déterminer puisque le Φ_{ONB} dépend de la manière de chauffer et de l'état de surface de la paroi.

Enfin, pour prendre en compte le sous-refroidissement sur ces modèles, un autre facteur correctif S_{sub} , déterminé par Butterworth et coll. [20], est appliqué sur le terme d'ébullition nucléée ainsi :

$$\Phi_{NB} = \Phi_{conv} + \Phi_{PB,FZ} \cdot S_c \cdot S_{sub} \quad (1.42)$$

Le sous-refroidissement a tendance à favoriser les échanges de chaleur, ce facteur S_{sub} est alors de la forme $S_{sub} = 1 + A \cdot Ja_{sub}^n$ avec $n > 0$. Le nombre de Jakob pour un écoulement sous refroidi, Ja_{sub} , est obtenu comme :

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l \cdot C_{pl} \cdot (T_{sat} - T_l)}{\rho_v \cdot h_{lv}} \quad (1.43)$$

Ébullition nucléée transitoire

Plusieurs études expérimentales de ce régime ont été menées.

- Une première catégorie où la puissance injectée est de type exponentielle, ce qui permet un chauffage très rapide de la paroi (Su et coll. [92], Sakurai et coll. [83])
- Une deuxième catégorie où la température est contrôlée afin d'étudier toute une gamme de transitoire.

Ces études peuvent aussi être comparées avec les résultats obtenus lors des campagnes NSRR et PATRICIA (Bessiron et coll. [14]).

Toutes ces études s'accordent sur le fait que les flux de chaleur engendrés lors de ce régime sont plus importants qu'en ébullition nucléée stationnaire et dépendent du taux de chauffe imposé à la paroi.

Sakurai et coll. ([85], [83], [84], [82]) ont fait des études expérimentales qui consistent à plonger horizontalement dans un réservoir des fils de platine de plusieurs diamètres dans différents liquides (eau, éthanol...). L'expérience se fait en vase à différentes températures de sous-refroidissement, et la puissance est générée par effet Joule selon une loi exponentielle. Ils obtiennent des rampes de température très élevées qui peuvent atteindre 10^4K.s^{-1} . Ils établissent un temps caractéristique pour lequel on considère l'ébullition comme transitoire. Les conditions transitoires sont ainsi atteintes quand l'échelle de temps pour le chauffage de la paroi est plus petit qu'une période typique de croissance des bulles dans un régime d'ébullition nucléée établi.

La gamme la plus importante de transitoire étudiée de manière précise est l'étude de Auracher et Marquardt [5]. Plus particulièrement, ils ont fait des études expérimentales sur le mécanisme d'ébullition pour chaque régime sous conditions stationnaire et transitoire à température contrôlée, ce qui a permis de les comparer. L'expérience consiste en une boucle composée notamment d'une résistance électrique qui permet de chauffer une plaque horizontale ronde en cuivre dans différents fluides comme l'eau ou l'isopropanol. Ils utilisent des thermocouples (type K) pour le contrôle en température. Les expériences menées se font pour des montées en température relativement lentes comprises entre 2K.s^{-1} et 50K.s^{-1} (figure 1.13).

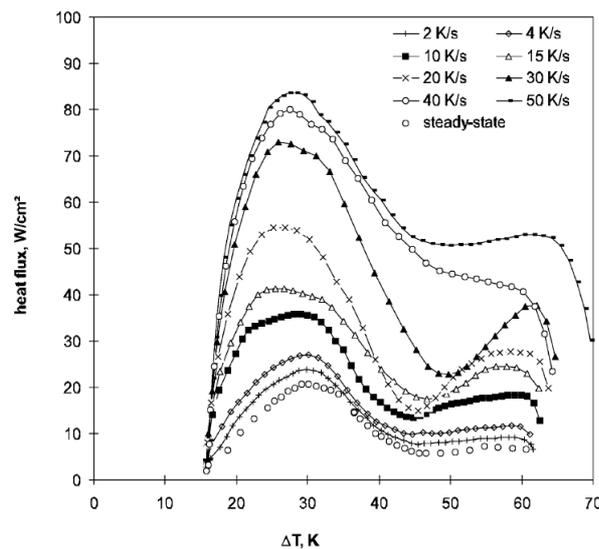


FIGURE 1.13 – Courbes d'ébullition de Auracher et Marquardt lors de la chauffe pour plusieurs transitoires.

Les expériences débutent lorsque les sites de nucléation sont déjà activés ($\Delta T_{sat} \geq 15 \text{K}$) pour éviter les perturbations dues au déclenchement de l'ébullition.

Ils ont notamment réussi à montrer que plus la rampe imposée est importante plus le flux est important (figure 1.13), ce qui a tendance à augmenter le flux critique également. Auracher et Marquardt [5] ont réalisé une étude approfondie sur l'ébullition transitoire dans une géométrie

et avec une méthode de chauffage en rampe spécifique qui sont relativement éloignés du cas RIA.

Un autre point de vue

Les transferts de chaleur durant l'ébullition sont donc très efficaces et sont représentés sur des courbes d'ébullition. Le flux de chaleur transféré au fluide est alors déterminé en fonction d'une température de surchauffe moyenne. Les courbes d'ébullition sur une paroi donnent des informations sur les phénomènes d'apparition de l'ébullition nucléée sur la paroi, le passage de la crise d'ébullition avec la détermination du flux critique et permettent de caractériser l'ébullition en film. Chacun de ces événements dépend beaucoup des conditions expérimentales (état de surface de paroi comme dans l'étude de Ferjanvcivc et coll. [32] et Chowdhury et coll. [24] ou la mouillabilité comme dans l'étude de Bakrhu et coll. [6] et Hanley et coll. [73]) et sont bien représentés par les courbes d'ébullition. Néanmoins, cette représentation ne permet pas de prendre en compte certains éléments importants de ces régimes, tels que des densités de distribution de bulles, de température, la formation de points chauds, la formation et la propagation des bulles sur la paroi par exemple. Ces paramètres sont généralement étudiés à part et discutés avec des corrélations empiriques.

Une nouvelle approche de ces régimes d'ébullition complète l'approche classique se base sur l'utilisation de moyens techniques plus appropriés comme des caméras rapide infrarouge qui permettent d'obtenir des champs de température sur une surface sans être intrusif. Ceci permet alors une analyse statistique plus locale des températures et flux de chaleur, et ainsi de pouvoir caractériser les phénomènes d'ébullition sur une paroi.

Des études assez récentes commencent à utiliser des nouvelles métrologies qui permettent d'accéder aux champs de température. Déjà mentionné, l'utilisation de caméra infrarouge couplée avec une caméra rapide est un bon compromis pour ces études. On peut aussi mentionner l'utilisation de l'interférométrie holographique (Bloch et coll. [16], Mayinger et coll. [66], Lucic et coll. [64]) qui permet de visualiser des gradients de densité dans l'ébullition par exemple ou encore l'utilisation de techniques laser comme l'anémométrie à phase Doppler (PDA) (Boyer et coll. [17], Labergue et coll. [61]) qui utilise l'effet Doppler sur une lumière réfléchie pour accéder à la taille, la vitesse et la concentration de gouttes dans un écoulement.

Une des études expérimentale qui met en avant la prise en compte de ce caractère dimensionnel, temporel et statistique est l'étude de Golobič et coll. (Golobič et coll [40] et Petkovsek et coll. [76]). On citera également des études récentes comme celle de Richenderfer et coll. [80] ou Jung et coll. [50].

Cette étude consiste à filmer avec une caméra infrarouge une surface chauffée sur laquelle apparaît l'ébullition. La figure 1.14.a) représente des images obtenues à trois instants pour un flux généré de 300kW.m^{-2} sur une surface en acier inoxydable. La figure 1.14.b) donne des images pour deux flux générés différents (200 et 600kW.m^{-2}) sur une surface biphilique créée au laser (surface qui combine des régions hydrophobes et hydrophiles).

Ces images montrent clairement que les perturbations dues à la formation de bulles impactent fortement les échanges de chaleur avec l'apparition de zones froides sous les bulles et de la formation de points chauds sur la paroi. De forts gradients locaux sont visibles, ce qui implique de mener une étude locale des phénomènes. Pour cela, la méthode utilisée par les auteurs est de calculer d'abord des densités de température sur chaque image puis de moyenner sur un grand nombre d'images cette densité.

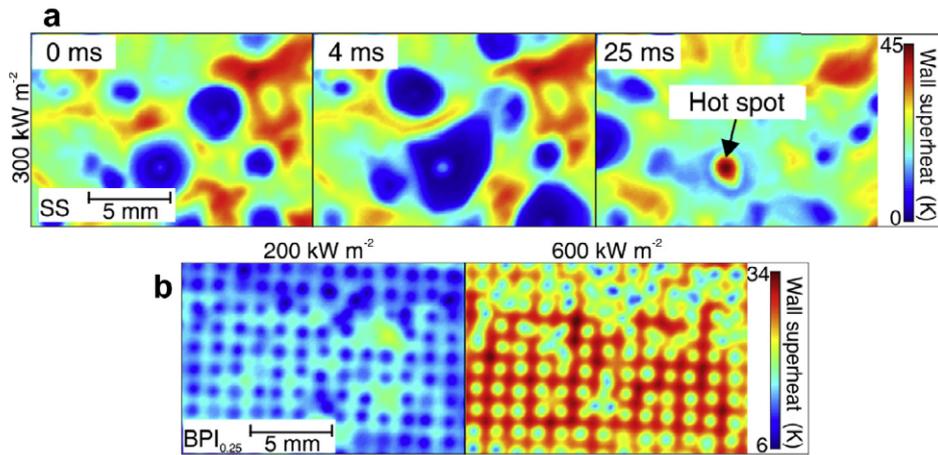


FIGURE 1.14 – Champs de température d’une surface lors de l’ébullition nucléée mesuré par une caméra infrarouge à trois instants en a.) et selon deux flux générés différents en b.)

Le principe de cette méthode est représenté sur la figure 1.15.a). Des distributions de températures de surchauffes selon le flux imposé sont alors obtenues (figure 1.15.b).

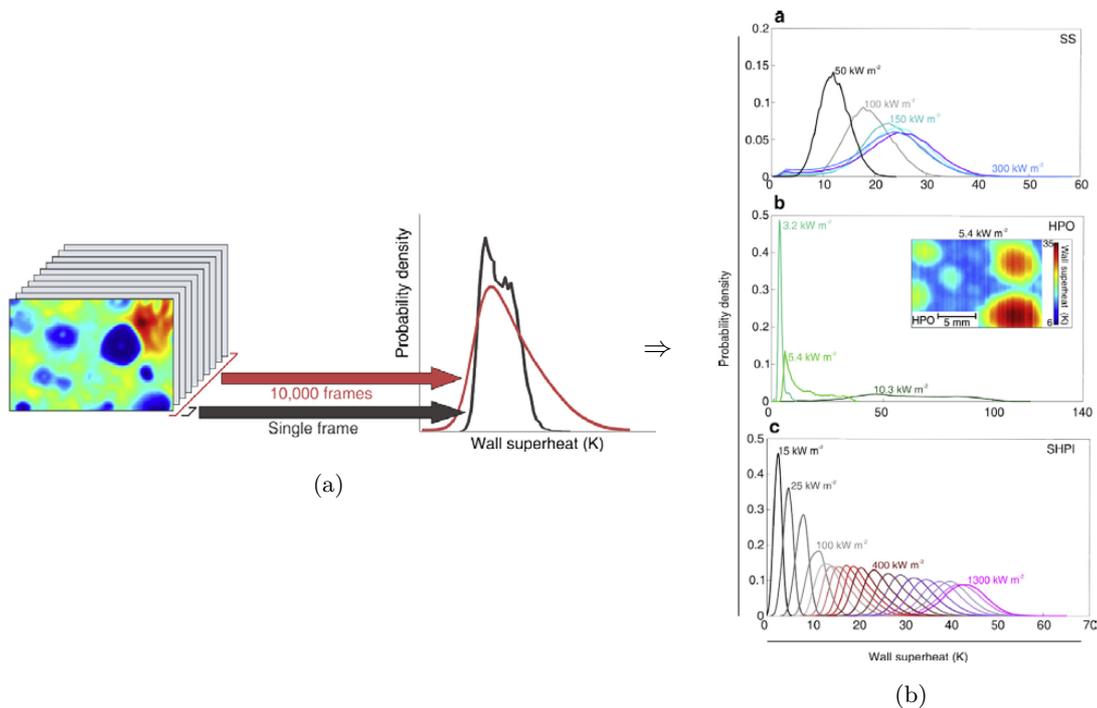


FIGURE 1.15 – Méthode de calcul d’une distribution de température sur un grand nombre d’images en a.) et résultats sur trois tests pour des taux de chauffes et des rugosités de paroi différents en b.)

Ces résultats permettent alors d'estimer des écarts type sur la température et de caractériser la stabilité de l'ébullition selon le flux généré.

On citera également les études suivantes qui analysent l'ébullition d'un point de vue spatio-temporel : Jung et coll. [50], Mcsharry et coll. [68] ou Gerardi et coll. [39]. Ils déterminent des contributions des zones froides ou chaudes par rapport à la surface entière de paroi, ce qui permet de suivre l'évolution de température dans ces zones spécifiques.

1.4.4 Crise d'ébullition

La crise d'ébullition est un phénomène marqué par un maximum local du flux de chaleur en fonction de la surchauffe, appelé flux critique (Critical Heat Flux, CHF). Ce point marque la transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition de transition. Le pic sur la courbe d'ébullition correspond alors au maximum de flux de chaleur qu'il est possible d'échanger au liquide lors du régime d'ébullition nucléée. De nombreuses études expérimentales permettent d'approcher le flux critique en augmentant le flux généré ou la surchauffe à la paroi lors du régime d'ébullition nucléée ou en diminuant la température lors du régime d'ébullition de transition. Il y a également des études numériques qui ont été menées pour en améliorer les connaissances et comparer avec les expériences afin d'obtenir des modèles plus analytiques. Cela reste un sujet très étudié et débattu encore de nos jours tant le phénomène est complexe. Une revue récente du flux critique sans ou avec un écoulement a été menée par Bruder et coll. [19]. Les différents résultats et modèles de cette phase sont donnés dans le cas stationnaire puis dans le cas transitoire pour des taux de chauffe plus ou moins importants.

Régime stationnaire

De nombreux modèles de transition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film existent selon le sous-refroidissement, le débit, la rugosité de paroi... À partir de ces études, six mécanismes principaux ont été postulés pour expliquer le flux critique (Bruder et coll. [19], Carey [22], Konishi et coll. [57]) :

1. Séparation de la couche limite Une injection de vapeur due à l'évaporation du liquide sur la surface chauffée est supposée être la cause d'une décélération à travers la couche limite. Le flux critique apparaît alors soudainement lorsque l'épanchement de vapeur augmente au-delà d'une valeur critique. Ceci induit une stagnation de l'écoulement proche de la paroi chauffée. Ce modèle a été proposé par Kutateladze et coll. [60]-[59].

2. Coalescence des bulles L'échange de chaleur entre l'écoulement turbulent et une couche de vapeur sur une paroi est très limité. À cause d'un encombrement des bulles dans la région proche paroi, le liquide ne mouille plus la surface et provoque l'apparition du flux critique. Ce modèle a été proposé par Griffith et coll. [41].

3. Disparition de la couche liquide Une couche de bulles est supposée obstruer la paroi chauffée pour des flux élevés jusqu'à former des grosses poches de vapeur. Ces poches de vapeur sont alimentées par plusieurs jets avec une petite couche de liquide à leurs bases sans que les instabilités de Kelvin-Helmoltz ne se développent. Cela limite le transport de chaleur loin de la paroi chauffée et provoque une surchauffe critique dans la couche de liquide à proximité de celle-ci amenant au flux critique. Ce modèle a été proposé par Haramura et coll. [43].

4. Instabilité à l'interface liquide-vapeur Une couche continue de vapeur ondulée recouvre la paroi. En raison de l'instabilité interfaciale, des fronts de mouillage se produisent et mouillent périodiquement la surface chauffée amenant du liquide froid sur la paroi. Le flux critique est atteint lorsque le débit de vapeur est assez grand pour repousser le premier front de mouillage. L'augmentation ultérieure de la température de paroi exclut les futurs fronts de mouillage. Ce mécanisme a été proposé par Galloway et coll. [36]-[37] et Sturgis et coll. [91].

5. Les instabilités hydrodynamiques La formation de colonnes de vapeur sur une paroi horizontale pour des forts flux générés est causée par la coalescence des bulles. À cause de la vitesse relative de la vapeur qui devient plus importante que la vitesse du liquide, des instabilités de type Kelvin-Helmoltz se mettent en place sur les colonnes de vapeur qui vont coalescer. Le liquide laisse alors la place à la vapeur qui recouvre la paroi. Ce mécanisme est proposé par plusieurs auteurs dont Zuber et coll. [106] et amélioré par Lienhard et coll. [63] avec d'autres géométries.

6. Assèchement de la paroi Des points chauds apparaissent aux bases des bulles et forment des zones sèches. La température dans ces zones atteint un maximum avant de diminuer lorsque la bulle se détache et remouille la paroi. Lorsque les flux imposés sont trop importants, le nombre de ces zones sèches augmente ainsi que leur durée de vie. Lorsque le flux critique est atteint, une ou plusieurs de ces zones sèches s'emballent, le mouillage de la paroi ne se fait plus et laisse place à la formation d'un film de vapeur. C'est un mécanisme proposé par Theofanous et coll. [97]-[96].

Une représentation de ces six modèles est donnée sur les figures 1.16 et 1.17.

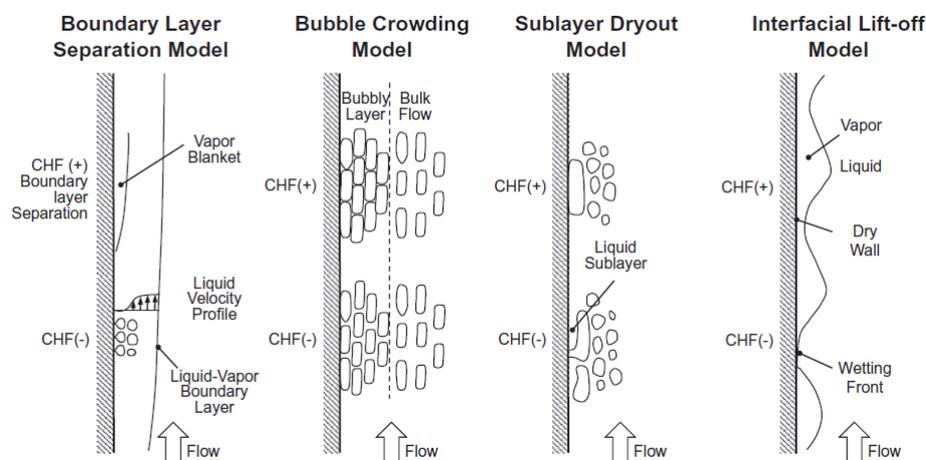


FIGURE 1.16 – Schéma des modèles 1-4 sur l'apparition de la crise d'ébullition, Konishi et coll. [57]

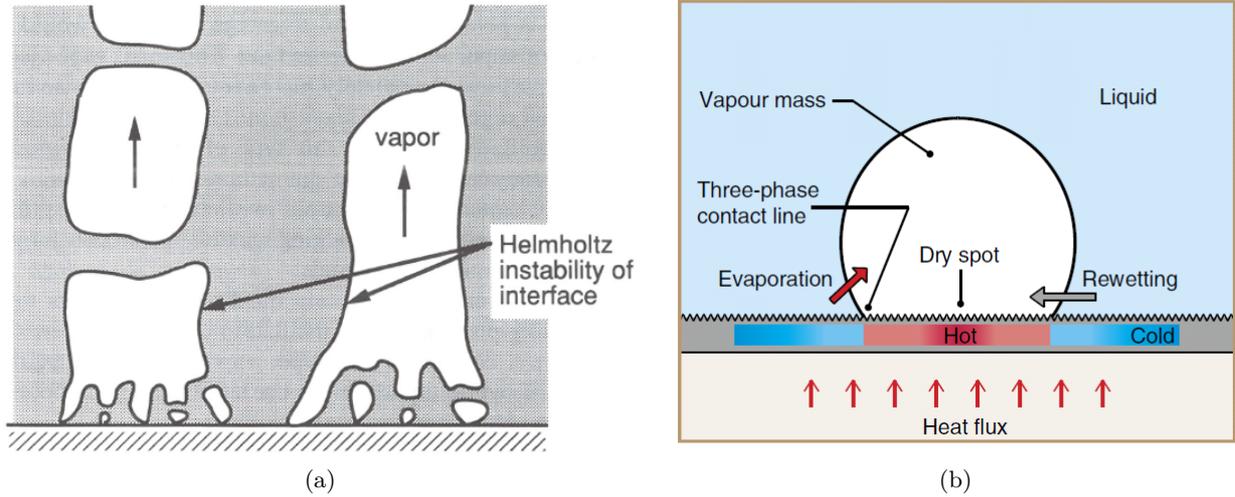


FIGURE 1.17 – Schéma du modèle 5 Carey [22] en a.) et du modèle 6 Dhillon et coll. [29] en b.) sur l'apparition de la crise d'ébullition.

Les différentes corrélations obtenues pour ces modèles sont de la forme :

$$\Phi_{CHF} = \frac{\lambda_l (T_w - T_{sat})}{L_c} \cdot A \cdot \sqrt{La} \cdot Pr_l \cdot Ja^{-1} \cdot \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \quad (1.44)$$

Avec $La = \frac{\sigma L_c \rho}{\mu^2}$, le nombre de Laplace sans dimension qui caractérise la dynamique des surfaces libres. A est une constante prise égale à 0.131 par Zuber et coll. [106] et égale à 0.149 par Lienhard et coll. [63].

Le modèle de Zuber a été développé pour une plaque de longueur infinie où les colonnes de vapeur ont un diamètre égal à une demi-longueur d'onde caractéristique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Leur espacement équivaut à une longueur d'onde de cette instabilité.

Le problème de ce modèle est qu'il ne prend en compte que les propriétés du fluide et ne considère pas d'effet de la géométrie, de la mouillabilité ou de la rugosité de la paroi. Lienhard et Dhir donnent un meilleur accord avec cette nouvelle constante définie d'après des résultats expérimentaux.

Des études faites par Katto et Ohno [53] prennent en compte un écoulement dans des tubes verticaux chauffés. Ce modèle dépend de plus de paramètres et prend en compte un nombre de Jakob Ja basé sur la température de paroi et également un nombre de Jakob de sous-refroidissement Ja_{sub} . Le nombre de Weber qui caractérise la stabilité de l'interface liquide vapeur en conditions d'écoulement intervient ainsi que le nombre de Reynolds, les rapports sans dimension des propriétés du liquide et de la vapeur et les dimensions du système chauffé. Le flux critique est alors déterminé à partir d'un algorithme détaillé par Katto et coll. [53]. Ainsi

$$\Phi_{CHF} = \Phi_{co} \left(1 + K \cdot \frac{H_{l,sat} - H_{in}}{h_{lv}} \right) \quad (1.45)$$

où Φ_{co} un flux critique de base et K un paramètre de sous-refroidissement calculés sur plusieurs itérations. $H_{l,sat}$ est l'enthalpie à saturation et H_{in} , l'enthalpie du fluide en entrée du tube de chauffe. Ce modèle a été validé pour plusieurs fluides notamment des fluides réfrigérants.

Les instabilités hydrodynamiques lors du passage en ébullition en film sont un des mécanismes proposés pour comprendre ce phénomène. Ainsi Howard et Mudawar [46] étudient, à partir d'un modèle à deux fluides et des instabilités de Kelvin-Helmoltz, l'influence de l'orientation de la surface chauffée dans un écoulement. Ils estiment le flux critique comme :

$$\Phi_{CHF} = \frac{\lambda_l (T_w - T_{sat})}{Lc} \cdot 2^{-113/24} \cdot 3^{5/6} \cdot \left(\frac{\pi}{f_i}\right)^{1/4} \cdot \sqrt{La} \cdot Pr \cdot Ja^{-1} \cdot \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \quad (1.46)$$

avec f_i un coefficient de frottement interfacial fixé à 0.5.

Plus récemment, Dhillon et coll. [29] ont étudié l'apparition du flux critique sur des surfaces rugueuses. Leur modèle se base sur l'apparition de zones sèches sur la paroi avec deux temps caractéristiques, un de chauffage τ_h et un de remouillage τ_w de ces points chauds. Les surfaces étudiées ont des rugosités régulières et le mouillage du liquide sur la paroi est pris en compte. Ils estiment ainsi le flux critique comme :

$$\Phi_{CHF} = \rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w (T_c - T_o) \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{4\Delta\rho g^3}{\sigma}\right)^{1/4} (1 - \tau_r)}_{\tau_h} + \underbrace{\max\left(0, \frac{2\Delta\rho g K_v P_c}{\mu\sigma}\right)}_{1/\tau_w} \right] \quad (1.47)$$

avec $\rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w$ la masse thermique du solide, τ_r un terme sans dimension qui prend en compte la résistance d'un mouillage partiel au remouillage par le front du liquide. K_v est la perméabilité de la surface et P_c est la pression capillaire. L'opérateur maximum est utilisé pour éviter une contribution négative au temps caractéristique de remouillage τ_w dans le cas où la pression P_c est négative (surface non-absorbante). Cette corrélation est plus difficile à estimer car il faut connaître les temps caractéristiques des zones sèches qui ne sont visibles qu'avec une caméra infrarouge. La mouillabilité du fluide sur la paroi n'est pas forcément une donnée facile d'accès, notamment sur des parois possédant des rugosités irrégulières. Ce modèle permet donc de déterminer un flux critique sur des parois rugueuses en tenant compte des propriétés du fluide et aussi de la paroi, la mouillabilité est également prise en compte et le contact entre le liquide et la paroi est bien représenté.

Régime transitoire

L'étude de Sakurai [85], conduite pour plusieurs fluides (éthanol, azote liquide, hélium liquide), permet d'approcher le flux critique de manière transitoire en imposant des flux générés de type exponentiel sur un fil. Les temps caractéristiques de montée en température sont compris entre 5ms et 100s. Les expériences sont faites sans écoulement. L'objectif est de comprendre le taux de vapeur créé pour de telles chauffes pour des liquides très mouillants et sans gaz piégé dans les cavités. L'eau a aussi été étudiée mais avec une pré-pressurisation de la section d'essai pour avoir des conditions similaires. L'effet du sous-refroidissement a ainsi été étudié en changeant la pression dans la section d'essai.

Selon le temps de chauffe imposé, les phénomènes observés ne sont pas les mêmes. Trois cas se distinguent alors pour des expériences avec de l'eau à pression atmosphérique.

Si le temps τ est compris entre 0.1s et 100s, Sakurai et coll. proposent :

$$\frac{\Phi_{CHF,trans}}{\Phi_{CHF,stat}} = 1 + 0.21\tau^{-0.5} \quad (1.48)$$

Ainsi plus τ est important, moins l'effet transitoire apparaît. Le flux critique transitoire augmente pour les temps courts mais la température au flux critique reste constante et proche de la température au déclenchement de l'ébullition.

Si le temps τ est compris entre 6ms et 0.1s, Sakurai et coll. ont observés que le flux critique commence à diminuer quand τ diminue mais dans cette gamme de temps, la température au flux critique augmente.

Pour des temps τ inférieur à 6ms, c'est de la nucléation hétérogène spontanée qui prend place. Le flux critique va ici augmenter de nouveau et la température de passage en ébullition en film ne varie plus.

Pour les essais sous pression aux temps de chauffe courts, ils ont remarqué un passage direct entre le régime monophasique et l'ébullition en film. Ce qui amène à de la nucléation hétérogène spontanée. Cette situation peut être rencontrée dans nos expériences pour des montées exponentielles très rapides.

Auracher et Marquardt ont également pu étudier l'évolution du flux critique en fonction du taux de chauffe sur une surface horizontale dans un bain liquide infini et à saturation. Ils ont observé que le flux critique augmente (resp. diminue) avec le taux de chauffe lors de la chauffe (resp. de refroidissement) mais que la température à ce point reste constante.

Enfin les tendances obtenus à l'aide des essais NSRR ont permis de montrer que pour des taux de chauffe très rapides (de l'ordre de 10^4K.s^{-1}), le flux critique peut être jusqu'à 10 fois plus importants qu'en stationnaire. Il n'y a pas d'effet d'écoulement ou de sous-refroidissement, ce qui a été observé par Bessiron [15].

1.4.5 Ébullition de transition

Malgré la complexité des mécanismes menant au flux critique, il est possible de déterminer des corrélations qui approchent ce point et des modèles semi-analytiques sont déterminés. Ceci permet de mieux comprendre l'apparition du flux critique et le passage vers l'ébullition en film. Mais entre la crise d'ébullition et l'ébullition en film stable, il y a l'établissement du film de vapeur sur la paroi lors d'un régime de transition qui n'est pas encore bien compris de nos jours. Ce régime est marqué par un minimum local de flux de chaleur sur la courbe d'ébullition atteint avant l'établissement de l'ébullition en film. Ce point est appelé Minimum Film Boiling (MFB) ou point de Leidenfrost. Groeneveld et coll. [42] ont développé deux théories pour prédire la température en ce point.

Corrélation sur la température MFB La première théorie lie la température minimale à celle du fluide. Sakurai et coll. [84] utilisent cette théorie modélisant la température de contact entre le liquide et le solide, $T_{c,ls}$, comme :

$$T_{MFB} = (1 + E) \cdot T_{c,ls}(P) - E \cdot T_{sat} \quad (1.49)$$

$$T_{c,ls} = 0.92 \cdot T_c \left[1 - 0.26 \cdot \exp \left(-20 \cdot \frac{P}{P_c} \cdot \left(1 + \frac{1700}{P_c} \right)^{-1} \right) \right] \quad (1.50)$$

où $E = \frac{(\lambda \rho C_p)_l}{(\lambda \rho C_p)_w}$ est le rapport d'effusivité du liquide avec le solide au carré, caractéristique de phénomènes de conduction transitoires entre deux matériaux.

La deuxième théorie détermine le flux minimum en fonction de la densité, la tension de surface et de la chaleur latente de vaporisation. Ainsi, à partir des données expérimentales, Zuber [106] donne une expression du flux de chaleur minimum :

$$\Phi_{MFB} = A \cdot \rho_v \cdot h_{lv} \cdot \left[\frac{g\sigma(\rho_l - \rho_v)}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (1.51)$$

avec A une constante évaluée à 0.35 par Zuber.

Berenson [10] se base sur l'étude de Zuber et détermine la température minimale en considérant l'instabilité de Kelvin-Helmoltz.

$$T_{min}^B = T_{sat} + 0.127 \cdot \frac{\rho_v h_{lv}}{\lambda_v} \cdot \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \cdot \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{\mu}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/3} \quad (1.52)$$

L'étude de Henry [45] reprend celle de Berenson mais en considérant des conditions de surface avec les propriétés thermiques de la surface chauffée et un sous-refroidissement. La température au flux minimum est obtenue :

$$T_{min}^H = T_{min}^B + 0.42 \cdot (T_{min}^B - T_b) \cdot \left[E^{0.5} \cdot \frac{h_{lv}}{C_{p,w}(T_{min}^B - T_{sat})} \right] \quad (1.53)$$

Enfin Shikha et coll. [90] ont étudié expérimentalement sur un cylindre chauffé la température minimale et déduisent une corrélation corrigeant celle de Henry en ajoutant un terme de rugosité Ra de la paroi.

$$T_{min}^E = T_{min}^B + \frac{3}{2} \cdot (T_{min}^B - T_{inf}) \cdot \left[1 + \frac{Ra}{R_{ref}} \right] \cdot E^{0.14} \cdot \left[\frac{h_{lv}}{C_{p,w}(T_{min}^B - T_{sat})} \right]^{0.44} \quad (1.54)$$

R_{ref} correspond à une rugosité de référence prise égale à $1\mu\text{m}$.

La température ou le flux minimum d'ébullition en film est également appelée point de Leidenfrost. Un modèle classique la relie à la température critique du fluide par la relation :

$$T_{min}^{Le} = \frac{27}{32} \cdot T_c \quad (1.55)$$

Semeria et coll. [89] déterminent la température de flux minimum à partir de T_{min}^{Le} comme :

$$T_{min}^{Sem} = T_{min}^{Le} + E^{0.5} \cdot (T_{min}^{Le} - T_b) \quad (1.56)$$

Passage du MFB Après le passage du MFB, une phase de transition vers l'ébullition en film se développe, l'évolution temporelle de la température peut être approchée par une fonction exponentielle (Eq 1.57, Bessiron et coll. [14]) qui tend asymptotiquement vers la température d'ébullition en film stable $T_{stat, film}$.

$$T_{film}^*(t) = \frac{T_w(t) - T_{init}}{T_{stat, film} - T_{init}} = 1 - \exp(-t/\tau_{film}) \quad (1.57)$$

avec T_{init} la température prise juste après la crise d'ébullition.

Des études expérimentales de convection forcée sur l'ébullition de transition ont été conduites et résumées par Groeneveld et Fung [42]. Des corrélations ont alors été apportées, notamment par Tong et Young [98] sur le flux Φ_{TB} lors de cette phase et ils proposent :

$$\Phi_{TB} = \Phi_{FB} + \Phi_{NB} \cdot \exp \left(-0.0394 \frac{x_e^{2/3}}{dx_e/dz} \left(\frac{T_w - T_{sat}}{55.6} \right)^{1+0.00288(T_w - T_{sat})} \right) \quad (1.58)$$

avec Φ_{FB} le flux lors de l'ébullition en film basé sur des mesures instantanées et locales, Φ_{NB} est le flux en ébullition nucléée, x_e le titre de vapeur.

1.4.6 Ébullition en film stationnaire

Pour des surchauffes très élevées, un film de vapeur recouvre la paroi et l'isole du liquide. Les échanges de chaleur lors de ce régime sont très limités et le transport de chaleur dans la couche de vapeur se fait généralement par convection, conduction et rayonnement. Étant donné que la vapeur recouvre la paroi, la taille des cavités n'intervient pas, donc si les phénomènes radiatifs sont négligeables (faible émissivité de la paroi par exemple), les échanges sont moins soumis aux propriétés thermiques de la paroi. Les premiers travaux sur ce régime ont été étudiés par Bromley [18] et des améliorations ont ensuite été apportées par des études expérimentales et numériques. Les corrélations qui caractérisent alors ce régime sont étudiées à partir d'une méthode intégrale ou par similitude avec une approximation de couche limite.

La figure 1.18 montre les profils de vitesse et de température dans le cas du régime d'ébullition en film sur une surface verticale chauffée dans trois cas de figure.

δ dans ce cas est l'épaisseur de la couche de vapeur. Les instabilités interfaciales et hydrodynamiques jouent donc un rôle important sur le transfert de chaleur. Ainsi les trois cas montrés sur la figure 1.18 ont un comportement similaire, c'est principalement la vitesse d'écoulement (qui a tendance à diminuer la production de vapeur) et le flux généré (qui engendre des épaisseurs de vapeur plus importantes) qui perturbent l'interface de la phase vapeur.

En écrivant les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie (1.59-1.61) dans la vapeur et le liquide (1.62-1.64), les conditions limites (1.65-1.68) et en considérant les relations de saut à l'interface (1.69-1.73), Das et coll. [27] ont développé un modèle mathématique en simplifiant les calculs par une analyse dimensionnelle.

Pour $0 \leq y \leq \delta$

$$\frac{\partial u_v}{\partial x} + \frac{\partial v_v}{\partial y} = 0 \quad (1.59)$$

$$u_v \cdot \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \cdot \frac{\partial u_v}{\partial y} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \cdot g + v_v \cdot \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \quad (1.60)$$

$$u_v \cdot \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \cdot \frac{\partial T_v}{\partial y} = \alpha_v \cdot \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \quad (1.61)$$

Pour $\delta \leq y \leq \delta + \delta_l$

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (1.62)$$

$$u_l \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \cdot \frac{\partial u_l}{\partial y} = \beta_l \cdot g \cdot (T_l - T_b) + v_l \cdot \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \quad (1.63)$$

$$u_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial x} + v_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial y} = \alpha_l \cdot \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} \quad (1.64)$$

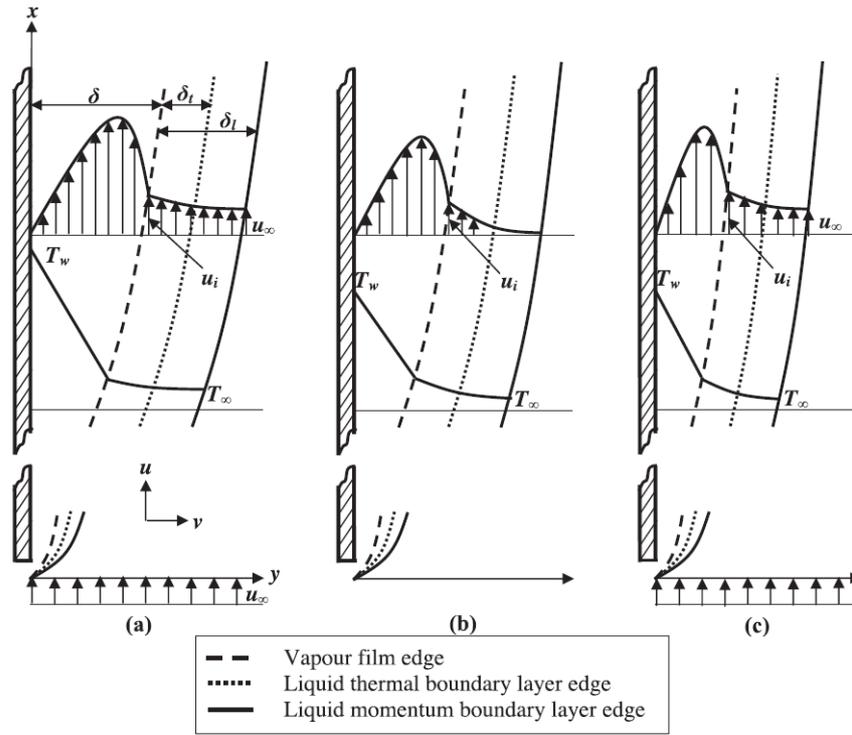


FIGURE 1.18 – Schéma du processus du régime d'ébullition en film pour une surchauffe importante en a.), pour une faible surchauffe sans écoulement en b.) et avec écoulement en c.), Das et coll. [27]

avec les conditions limites

$$u_{v,y=0} = 0 \quad (1.65)$$

$$u_{l,y=\delta+\delta_l} = u_b \quad (1.66)$$

$$T_{v,y=0} = T_w \quad (1.67)$$

$$T_{l,y=\delta+\delta_l} = T_b \quad (1.68)$$

et à l'interface

$$u_{v,y=\delta} = u_{l,y=\delta} = u_i \quad (1.69)$$

$$j = \rho_v \cdot v_{v,y=\delta} = \rho_l \cdot v_{l,y=\delta} \quad (1.70)$$

$$\mu_v \cdot \frac{\partial u_v}{\partial y} \Big|_{y=\delta} = \mu_l \cdot \frac{\partial u_l}{\partial y} \Big|_{y=\delta} \quad (1.71)$$

$$T_{v,y=\delta} = T_{l,y=\delta} = T_{sat} \quad (1.72)$$

$$\lambda_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial y} \Big|_{y=\delta} - \lambda_v \cdot \frac{\partial T_v}{\partial y} \Big|_{y=\delta} + \epsilon_{eq} \cdot \sigma \cdot (T_w^4 - T_{sat}^4) = j \cdot h_{lv} \quad (1.73)$$

avec $\epsilon_{eq} = (1/\epsilon_w + 1/\epsilon_i - 1)^{-1}$ selon Browley [18]. Avec une analyse dimensionnelle, ils déterminent alors le nombre de Nusselt pour chaque cas :

— pour un test avec écoulement et un fort flux de chaleur imposé

$$Nu = \left[\left(\left(3 \frac{Re_l \cdot Pr_v}{Ra_v} \cdot \frac{v_v}{v_l} \right)^2 + 12 \frac{Ja_v^2}{Ra_v} \right)^{1/2} - 3 \frac{Re_l \cdot Pr_v}{Ra_v} \cdot \frac{v_v}{v_l} \right]^{-1/2} \quad (1.74)$$

Avec Ra_v le nombre de Rayleigh dans la vapeur déterminé à partir de la longueur capillaire. Dans le cas où il n'y a pas d'écoulement, $Re_l=0$ et le nombre de Nusselt $Nu = \left(12 \frac{Ja_v^2}{Ra_v}\right)^{-1/4}$ obtenu est celui du modèle de Bromley.

— pour un test sans écoulement et un faible flux de chaleur imposé

$$Nu = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right) \cdot \left(\frac{Pr_v}{Pr_l}\right) \left(\frac{Ja_{sub}}{Ja_v}\right) \cdot Ra_l^{-1/4} \quad (1.75)$$

avec Ja_v le nombre de Jakob dans la vapeur.

— pour un test avec écoulement et un faible flux de chaleur imposé

$$Nu = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right) \cdot \left(\frac{Pr_v}{Pr_l^{2/3}}\right) \left(\frac{Ja_{sub}}{Ja_v}\right) \cdot Re_l^{1/2} \quad (1.76)$$

Afin d'arriver à ces résultats, l'inertie de la vapeur est négligée. Cette étude permet donc d'estimer un nombre de Nusselt en fonction de paramètre adimensionnel qui décrivent plusieurs régimes d'ébullition en film.

D'autres modèles existent également en prenant en compte la géométrie de la paroi, dans ces cas le coefficient de transfert d'échange qui permet d'écrire le nombre de Nusselt s'écrit généralement :

$$h = A \left(\frac{\lambda_v^3 \cdot h_{lv} g (\rho_l - \rho_v)}{(T_w - T_{sat}) \nu_v L} \right)^{1/4} \quad (1.77)$$

Bromley [18] a étudié des cylindres horizontaux et propose une constante A égale à 0.512 quand il n'y a pas d'écoulement, $A=0.724$ si les frottements sont négligés et $A=0.62$ pour leurs données expérimentales.

1.4.7 Remouillage

L'ébullition en film engendre des températures très importantes pour des flux de chaleur très faibles. Dans une situation pour laquelle la puissance est diminuée ou annulée, la paroi se refroidit, la courbe d'ébullition est parcourue dans l'autre sens avec quelques différences par rapport au chauffage.

En l'absence de source de chaleur, le film de vapeur subsiste et se stabilise un certain temps sur la paroi. Pour que le film de vapeur s'effondre et permette le remouillage de la paroi par le liquide, la température de paroi doit avoir suffisamment diminuée. Cela amène à une augmentation du flux de chaleur. On retrouve les points caractéristiques mentionnés dans les parties précédentes comme le flux minimum d'ébullition en film qui marque la fin de l'ébullition en film, ce point est ainsi caractérisé par un flux de chaleur minimum $\Phi_{MFB,remouil}$ et une température $T_{MFB,remouil}$ de remouillage.

Le passage de ce point marque une augmentation du flux de chaleur jusqu'à un maximum local, associé au flux critique lors du chauffage. Un flux critique $\Phi_{CHF,remouil}$ et une température critique $T_{CHF,remouil}$ de remouillage sont alors déterminés. Ce régime est une phase de transition entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée.

Des études prennent en compte un troisième point caractéristique compris entre les deux précédents appelé $\Phi_{remouil}$ et $T_{remouil}$. Westbye et coll. [101] et Chen et coll. [23] déterminent ce point comme l'intersection des pentes de l'ébullition en film et de l'ébullition nucléée alors que Xu [103] détermine ce point au moment où il y a la rupture de pente sur la température.

Enfin, l'étude de Auracher et Marquardt sur l'ébullition transitoire a permis de montrer des différences entre le chauffage et le refroidissement de la paroi soumise à différents transitoires de température (figure 1.19).

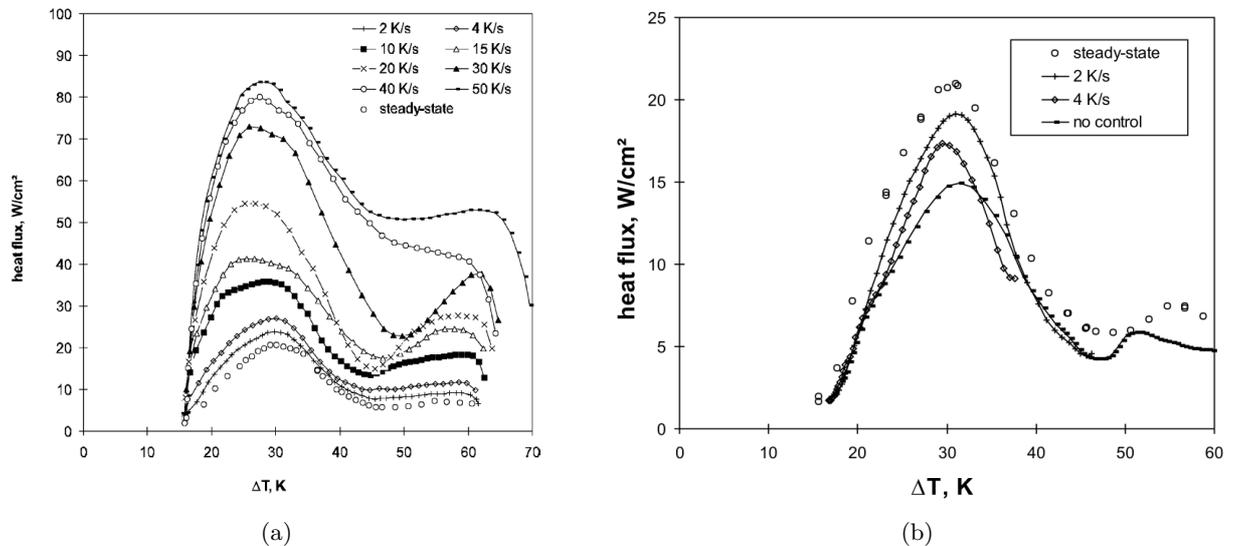


FIGURE 1.19 – Différence entre des chauffages en a.) et des refroidissements en b.) transitoires lors des essais de Auracher et Marquardt.

En raison de l'inertie thermique de la surface chauffée, la vitesse de refroidissement est limitée dans leurs expériences. Les rampes pour le refroidissement restent alors assez faibles, environ $-4\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$, et se rapprochent du cas stationnaire. Ils ont déduit à partir de ces résultats que plus le taux de refroidissement est rapide, plus le flux de chaleur est faible. Néanmoins, la température au flux critique reste inchangée.

1.5 Conclusion

Les développements précédents ont établi les connaissances générales issues de la littérature pour les transferts de chaleur en régime d'ébullition. Les différents régimes ont été décrits à la fois pour des situations stationnaires et pour des situations plus transitoires, qui correspondent à notre cas d'étude.

Tous les échanges thermiques entre une paroi et un liquide sont détaillés, la convection, l'ébullition nucléée, l'ébullition en film ainsi que les transitions entre chacune de ces phases, le déclenchement de l'ébullition, et la crise d'ébullition avec la détermination du flux critique et du flux minimum.

Il existe de nombreuses corrélations et modèles pour tenter de modéliser ces régimes en stationnaire. La plupart de ces études restent très spécifiques et sont développées à partir d'expériences aux conditions thermohydrauliques précises (géométrie, sous-refroidissement, pression dans la section d'essai, matériaux solide et fluide...) et de manière très locale. Elles permettent alors d'approcher et de modéliser correctement, dans leur gamme d'étude, les échanges thermiques entre une paroi et un fluide en considérant des températures de surchauffe moyennes. À l'aide de nouveaux instruments de métrologie (caméra infrarouge notamment), il est désormais possible de mesurer des champs de température. Il est alors possible d'avoir un autre point de

vue sur les modèles à développer pour les régimes d'ébullition en considérant l'apparition et la propagation de l'ébullition sur une paroi dans sa globalité. Quelques études commencent à proposer de regarder les différents régimes d'ébullition dans leur ensemble avec un point de vue statistique sur des populations de bulles.

Les régimes transitoires font intervenir des phases plus rapides qui ne se développent pas forcément complètement. Il reste difficile et peu justifié de les décrire par extrapolation des modèles en situations stationnaires. Du fait de la complexité amenée par des taux de chauffes très importants, il existe moins d'études et donc moins de modèles disponibles pour ces régimes.

Dans le but d'améliorer les connaissances et les modèles des régimes d'ébullition transitoire lors d'un RIA, Visentini [99] a construit une expérience modèle d'un crayon de combustible chauffé par effet Joule qui peut être soumis à des forts transitoires. Le chapitre suivant présente cette expérience.

Chapitre 2

Mise en place du dispositif expérimental

2.1 Introduction

L'accident de type RIA peut survenir dans le cœur des réacteurs nucléaires au niveau de la gaine des crayons de combustible composée de zircaloy. Ces crayons peuvent être représentés comme un assemblage de 205x264 cylindres verticaux de 4.8m de hauteur en contact avec l'eau (figure 2.1). Les crayons de 9.5mm de diamètre D sont espacés d'un pas de 12.6mm. On définit alors le diamètre hydraulique équivalent D_h du sous-canal "typique" comme $D_h = 4S/P_m$, où S est l'aire de la section fluide hachurée et P_m son périmètre mouillé. Il équivaut dans un REP à 11.78mm.

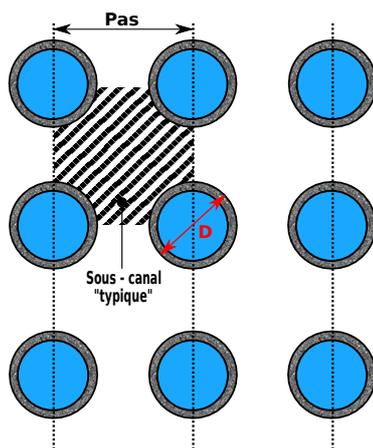


FIGURE 2.1 – Coupe transversale d'un réseau de 3x3 crayons de combustible.

L'écoulement se faisant le long de l'assemblage du combustible avec une vitesse moyenne de fluide de $5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, le nombre de Reynolds peut atteindre 500 000 correspondant à un régime complètement turbulent. De plus, le réfrigérant, l'eau, est à une température d'environ 300°C à une pression de 155 bars en condition normale d'utilisation mais lors d'un RIA, la température de gaine peut monter jusqu'à 1500°C à des taux de chauffe de plus de $1000\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$. Quelques études en conditions réacteurs et donc en similitude (NSRR, PATRICIA) ont permis d'obtenir des courbes d'ébullition transitoire où il a été montré par Bessiron et coll. [15] que le flux généré en régime permanent était de l'ordre de $10\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$ (partie détaillée dans le premier chapitre).

Toutes les conditions thermohydrauliques d'un réacteur nucléaire et d'un RIA sont compli-

quées à reproduire exactement sans faire des concessions sur certains points. En plus de ces conditions, il faut également tenir compte des paramètres géométriques et des caractéristiques thermiques du fluide, et plus particulièrement de sa capacité de vaporisation pour pouvoir reproduire correctement une montée en température conséquente et rapide, afin d'obtenir des essais fortement transitoire comme en situation de RIA. Des contraintes techniques s'ajoutent en plus sur les matériaux qui composeront l'expérience et sur l'instrumentation qui doit être précise pour la mesure de température à la paroi, la détermination du flux de chaleur et la formation de vapeur pour la détermination des tailles des bulles notamment.

Au vue de ces conditions, une similitude parfaite n'est pas possible. Une analyse dimensionnelle du système a permis à Visentini de construire une expérience modèle avec des conditions thermohydrauliques simplifiées. Par la suite, des améliorations ont été apportées, notamment au niveau de la reproductibilité de construction du système, par Baudin. Dans le but final, d'acquérir suffisamment d'informations pour chaque régime de l'ébullition transitoire de manières précises.

Dans ce chapitre, une description détaillée de la section d'essai, avec les techniques de mesures, est présentée et justifiée. Une caractérisation de chaque partie du système qui amène à des incertitudes est ensuite proposée pour finalement mener au calcul du bilan d'énergie. Enfin, les améliorations apportées à la boucle d'essai sont précisées.

2.2 Description de la section d'essai

Afin de déterminer un éventuel risque de rupture de gaine de crayon de combustible lors d'un accident RIA et d'améliorer les connaissances sur tous les phénomènes présentés précédemment, une expérience modèle avec des conditions thermohydrauliques simplifiées a été mise en place permettant d'acquérir suffisamment de mesures et de caractériser les transferts thermiques pour chaque régime d'ébullition.

2.2.1 Géométrie

L'expérience modèle consiste en une section semi-annulaire (figure 2.2) décomposée en deux parties avec les dimensions caractéristiques d'un réacteur :

- La paroi intérieure semi-cylindrique est constituée d'une feuille de métal, appelée clinquant. Celui-ci permet d'obtenir des montées en température proches de celles observées pour un crayon de combustible soumis à un RIA. Pour permettre d'atteindre chaque régime d'ébullition, il est chauffé par effet Joule et a une épaisseur de $50\mu\text{m}$ avec un diamètre de 8.4mm. Pour le maintenir, il est collé à deux plaques de quartz d'une épaisseur de 3mm, de largeur 42mm sur une longueur 200mm. Le quartz a été choisi car c'est un matériau qui a une conductivité thermique faible, ce qui permet d'éviter une perte de flux de chaleur vers celle-ci lors de la chauffe.
- La partie extérieure est composée d'un demi-cylindre de verre de rayon 17mm. Le diamètre hydraulique de la section d'essai équivaut donc à 18.5mm.

Les dimensions de cette section d'essai ont été choisies de sorte à ce qu'elles permettent l'étude d'un seul crayon de combustible en le confinant pour que le volume liquide dans la section corresponde à celui d'un sous-canal. Il n'a cependant pas été possible techniquement de prendre un rayon extérieur plus petit pour pouvoir conserver le même diamètre hydraulique.

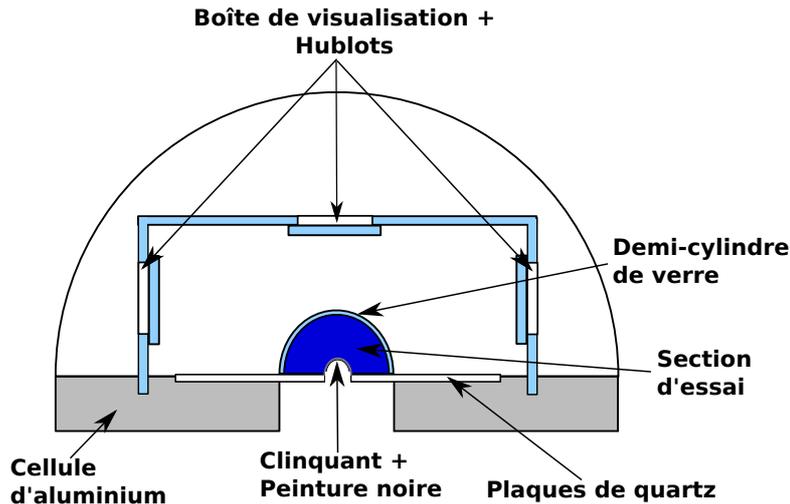


FIGURE 2.2 – Coupe transversale de la section d'essai.

En effet, ce rayon devait être suffisamment important pour éviter des distorsions optiques et d'éventuels effets de bord sur les visualisations de la caméra rapide.

2.2.2 Matériaux

L'expérience modèle est composée de différents matériaux fluide et solide. On décompose notre système en 3 parties différentes :

- Le fluide réfrigérant, le HFE7000.
- Le clinquant qui est un acier inoxydable à haute résistivité.
- La peinture déposée sur la partie métallique avec une haute émissivité utilisée pour la thermographie infrarouge (partie détaillée dans la suite).

Le fluide : HFE7000

Dans un REP, c'est l'eau qui est utilisée comme fluide caloporteur à une pression de 155bars. Dans ce cas là, la chaleur latente de vaporisation h_{lv} est de 970 kJ.kg^{-1} et la température de saturation de 345°C . Utiliser l'eau pose alors des problèmes de sécurité puisque il faudrait des puissances trop importantes pour créer de l'ébullition transitoire rapide. De plus, de tels niveaux de pression sont compliqués à reproduire en laboratoire.

Le fluide finalement retenu est le 1-methoxyheptafluoropropane ($\text{C}_3\text{F}_7\text{OCH}_3$), un réfrigérant appelé HFE7000 (3M). Et la pression à l'intérieur de la section d'essai reste proche de 1bar. Du fait des propriétés thermodynamiques de ce fluide (Table 2.1), les phénomènes apparaissant dans un RIA sont reproduits en ayant recours à des puissances réduites (de l'ordre du kW) sur une plus petite gamme de température ($T_{exp} \in [15-350]^\circ\text{C}$). Ces conditions sont rendues possible car la température de saturation T_{sat} est seulement de 34°C à pression atmosphérique et la chaleur latente de vaporisation de ce fluide est dix fois plus faible que celle de l'eau. Cela entraîne ainsi la réduction du flux critique, à pression atmosphérique, la corrélation de Zuber et coll. [106] détermine un flux critique de 1.11MW.m^{-2} pour l'eau alors qu'il est seulement de 0.17MW.m^{-2} pour le HFE7000.

Une étude bibliographique plus précise a permis de déduire des corrélations pour les différentes propriétés thermiques liquide et vapeur du HFE7000 en fonction de la pression et de la température, cf Annexe A.

TABLEAU 2.1 – Propriétés physique du HFE7000 à température de saturation et pression atmosphérique.

ρ_l (kg.m ⁻³)	$C_{p,l}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	λ_l (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	ν_l (m ² .s ⁻¹)	σ (N.m ⁻¹)
1376	1185	0.073	$2.8 \cdot 10^{-7}$	11.45×10^{-3}
ρ_v (kg.m ⁻³)	$C_{p,v}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	λ_v (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	ν_v (m ² .s ⁻¹)	h_{lv} (kJ.kg ⁻¹)
7.9	975	0.0135	$0.293 \cdot 10^{-6}$	132

Il faut également noter que les propriétés du HFE7000 sont sensibles à la présence d'air dissous et que la solubilité à l'air est élevée (environ 35% par volume de fluide). Une procédure de dégazage est donc nécessaire à chaque remplissage de boucle. La figure 2.3 représente le point d'ébullition du HFE7000 à différentes pressions et pour différents niveaux de dégazage. Cette procédure de dégazage consiste à monter en température le fluide dans une enceinte fermée qui va alors monter en pression en raison de la formation de vapeur du HFE7000. Cette vapeur va être ensuite recondensée dans l'enceinte à l'aide d'une colonne de distillation.

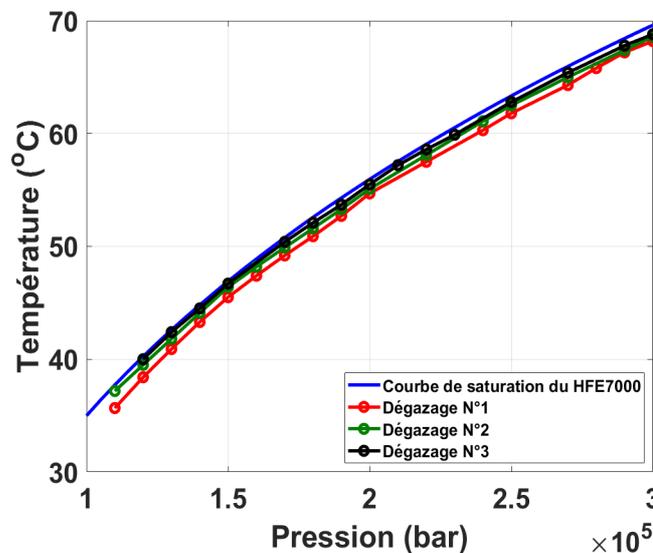


FIGURE 2.3 – Point d'ébullition du HFE7000 à différentes pressions pour plusieurs dégazages.

Le dégazage N°3 permet de retrouver des températures d'ébullition proches de la courbe de saturation (fluide pur). Lors de chaque remplissage de la section d'essai, au moins trois dégazages sont alors opérés.

Ce fluide est directement en contact avec la paroi chauffée sur laquelle l'ébullition transitoire va apparaître.

La paroi intérieure chauffée par effet Joule

Le demi-cylindre chauffé par effet Joule, que l'on appelle clinquant, est fait d'un acier inoxydable AISI304. Il est découpé selon le patron de la figure 2.4. Il a une surface assez importante pour prendre en compte le collage des plaques de quartz avec une longueur de 22.2mm pour former le demi-cercle de 4.2mm de diamètre et deux bandes de 4.5mm collées au quartz.

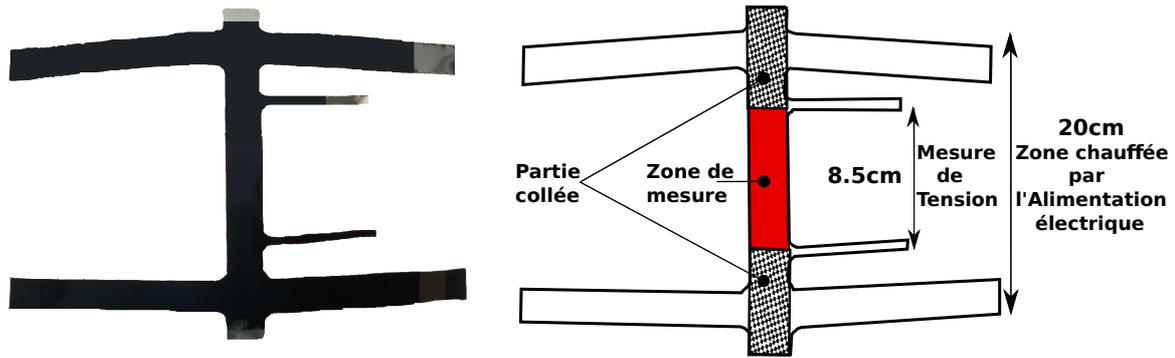


FIGURE 2.4 – Photo et schéma du clinquant avant collage.

La partie centrale est courbée pour former le demi-cylindre et ses extrémités latérales sont collées aux plaques de quartz. Ce qui laisse une partie chauffée mesurable (zone rouge sur le schéma) d'une longueur de 8.5cm en contact directement avec le HFE7000 pour une épaisseur de $50\mu\text{m}$. Les propriétés physiques et thermiques de ce métal sont données par le fabricant [1], dans l'étude de Sweet et coll. [94] et dans eurocode [34]-[72] et plus particulièrement sa conductivité thermique et sa capacité calorifique en fonction de la température (figure 2.5).

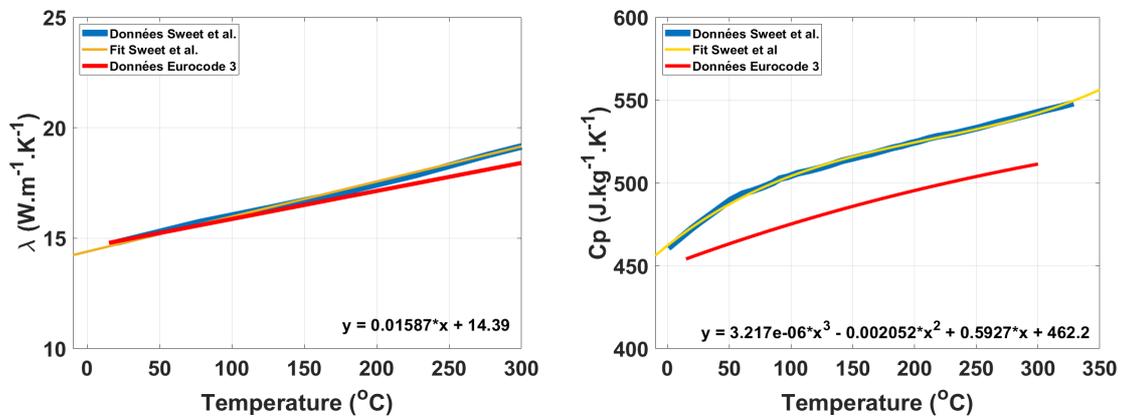


FIGURE 2.5 – Évolution de la conductivité thermique et de la capacité calorifique de l'acier AISI304 en fonction de la température.

Trois lois peuvent être considérées pour la conductivité thermique en fonction de la température :

$$\lambda_w = \begin{cases} 16.3\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}[1] \\ 14.39 + 0.0159.T[94] \\ 14.6 + 0.0127.T[34] \end{cases}$$

De même pour la capacité calorifique :

$$Cp_w = \begin{cases} 500\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}[1] \\ 3.22.10^{-6}.T^3 - 2.05.10^{-3}.T^2 + 0.593.T + 462.2[94] \\ 1.34.10^{-7}.T^3 - 2.91.10^{-4}.T^2 + 0.280.T + 450[34] \end{cases}$$

avec T en °C.

Sur notre gamme de température, il n'y a pas de différence entre les sources pour la conductivité thermique, ce qui n'est pas le cas pour la capacité calorifique, on retient alors la formule de Sweet et coll. [94] qui donne une valeur proche du fabriquant à 20°C (figure 2.5).

En ce qui concerne la masse volumique du métal, on la considère constante lors des montées en température, égale à 7930 kg.m⁻³ ([1]). Le nombre adimensionnel de Biot du clinquant se déduit de ses propriétés thermiques :

$$Bi = \frac{h.L_{carac}}{\lambda} \quad (2.1)$$

Avec h le coefficient d'échange, L_{carac} la longueur caractéristique qui correspond à l'épaisseur du clinquant et λ sa conductivité thermique. Ce nombre compare les résistances au transfert thermique à l'intérieur et à la surface d'un corps. Pour un coefficient de transfert thermique typique des phénomènes les plus forts, $h=6000\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, le nombre de Biot vaut 0.018, ce qui est faible devant 1. Les gradients thermiques à travers le clinquant sont alors négligeables. Aussi, le temps de diffusion dans cette paroi $\tau_{diff,w} = \frac{e_w^2}{\alpha_w}$ est égal à 0.6ms, ce qui reste suffisamment faible devant les temps de variation de la température aux temps courts ($\approx 10\text{ms}$).

Enfin, ce métal a un avantage par rapport à d'autres matériaux, il a une haute résistivité électrique de $72.10^{-6}\Omega\text{m}$ (la résistivité du cuivre par exemple est de $17.10^{-9}\Omega\text{m}$ [1]) ce qui permet un chauffage efficace.

L'effet Joule est produit par une alimentation SORENSEN SGA directement branchée au clinquant. Elle peut envoyer une puissance jusqu'à 10kW sur une gamme de courant de 0 à 250A et une gamme de tension de 0 à 40V. De plus, elle est pilotable et permet d'imposer plusieurs types de signaux (créneau, rampe ou exponentielle) avec un temps de réponse très court de l'ordre de la milliseconde. En ce qui concerne les mesures, celle de tension est directement prise aux bords du clinquant par l'ajout de petites extensions à celui-ci, en effet la résistance de ces petites extensions est assez grande pour que leur présence ne perturbe pas les lignes de courant dans le clinquant. L'intensité est directement lue sur l'alimentation par le chassis *National Instrument CompactRIO*. Cependant, pour vérifier que le courant est le même quelque soit l'endroit du circuit, on ajoute un ampèremètre ITB 300-S LEM qui fonctionne avec l'effet Hall, c'est-à-dire qu'une bobine entoure un fil connectique du circuit et lorsque qu'un courant électrique passe à travers, celle-ci engendre une tension reliée à l'intensité imposée. Il a un temps de réponse court (de l'ordre de $1\mu\text{s}$ à 300A) sur la gamme de l'alimentation, c'est donc cette mesure qui est retenue pour le calcul de la puissance dissipée par effet Joule dans le clinquant. Cette puissance est calculée comme $\mathcal{P}=U.I$ et la résistance électrique est déterminée par $R=U/I$. La figure 2.6 représente le schéma électrique du circuit avec les différents branchements.

Le clinquant a une faible émissivité, un dépôt de peinture se rapprochant d'un corps noirs recouvre alors la paroi.

Le dépôt de peinture

On utilise la thermographie infrarouge (détaillée dans la suite) pour la mesure de température du clinquant. L'émissivité du métal a été mesurée expérimentalement par la méthode de la sphère intégrante et vaut 0.2. De plus, les fortes réflexions du métal engendre des bruits sur la caméra infrarouge qui mesure un champ de température de paroi. Il est alors nécessaire de déposer une peinture très émissive pour mesurer précisément ce champ de température. Une peinture noire mate BELTON Spectral RAL 9005 qui se rapproche d'un corps noir est alors déposée sur le clinquant. Sa haute émissivité ($\epsilon_{paint}=0.94$) permet des mesures précises sur la caméra infrarouge sans réflexion. Une étude, menée par l'entreprise NEOTIM, a permis de caractériser la conductivité thermique et la capacité calorifique massique d'une échantillon de peinture solide en fonction de la température sur la gamme 40-200°C, figure 2.7.

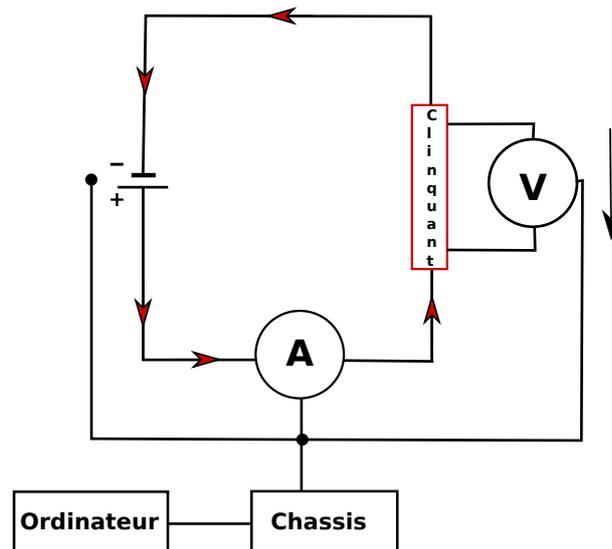


FIGURE 2.6 – Branchements électriques

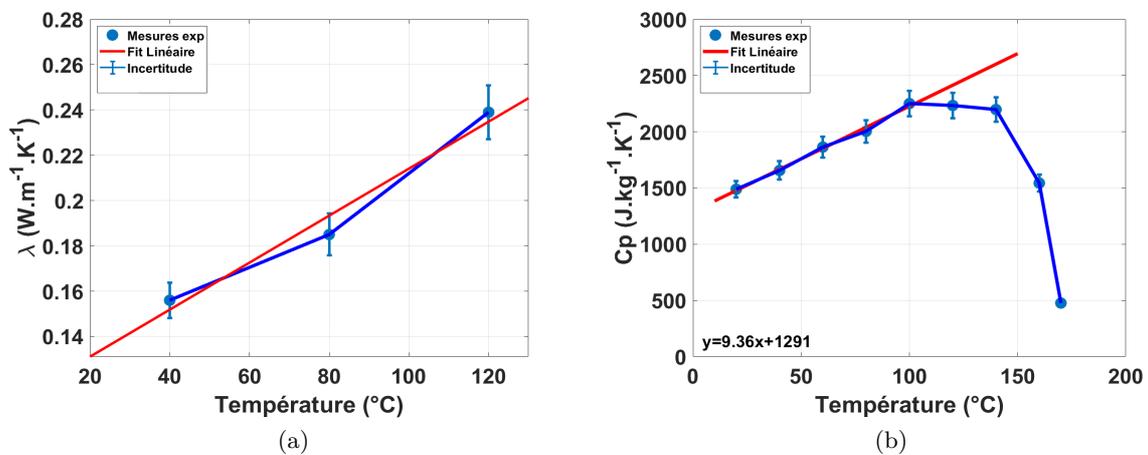


FIGURE 2.7 – a) Évolution de la conductivité thermique et b) évolution de la capacité calorifique de la peinture.

La mesure de la conductivité thermique est effectuée par la méthode d'analyse du Hot Disk où une sonde, constituée d'une double spirale de nickel sur un support isolant en kapton, est positionnée au sein de l'échantillon à caractériser. Un échelon de puissance constant est ensuite imposé pour déterminer la conductivité thermique en fonction des variations de température mesurées par la sonde.

Les mesures de la capacité calorifique ont été réalisées par calorimétrie à balayage (DSC : Differential Scanning Calorimetry) avec un étalon saphir. Cette technique place le matériau dans un microcreuset cylindrique en aluminium puis dans un four et le but consiste à maintenir une température identique à un four de référence pour chaque instant. Ainsi, si un phénomène thermique a lieu dans l'échantillon, le calorimètre va rétablir l'égalité des températures. Cette différence des puissances échangées entre les plateaux et les cellules est alors enregistrée pour déterminer une capacité calorifique du matériau. Une description détaillée est apportée par Kousksou et coll.[58]. Une réaction exothermique a eu lieu lors de l'étude à partir de 140 $^{\circ}\text{C}$,

les données n'ont pu donc pas être exploitées et une extrapolation pour ces températures a été faite.

Ces propriétés varient avec la température. Étant donné le faible nombre de points de mesure, la conductivité thermique et la capacité calorifique massique sont modélisées par un polynôme du 1er ordre, tout comme le clinquant.

Deux lois sont alors proposées pour la conductivité thermique :

$$\lambda_p = \begin{cases} 0.15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ 0.11 + 0.00104.T \end{cases}$$

De même pour la capacité calorifique :

$$Cp_p = \begin{cases} 1550 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ 9.36T+1291 \end{cases}$$

avec T en °C.

En ce qui concerne la masse volumique de la peinture, elle est mesurée et considérée constante lors des montées en température, $\rho_p=1200\text{kg.m}^{-3}$. On connaît ainsi la diffusivité thermique de cette peinture.

Comme pour le clinquant, le nombre de Biot est calculé à l'aide des propriétés thermiques de la peinture. Pour un même coefficient de transfert thermique, $h=6000\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, le nombre de Biot vaut 1, pour une épaisseur de $25\mu\text{m}$. Les gradients thermiques à travers celle-ci ne peuvent pas être négligés. Aussi, le temps de diffusion dans cette paroi $\tau_{diff,p} = \frac{e_p^2}{\alpha_p}$ est égal à 8ms, ce qui reste important devant les temps de variation de la température aux temps courts ($\approx 10\text{ms}$). L'évolution de la température des deux côtés de la paroi admet un décalage temporel et doit être pris en compte dans le bilan d'énergie. Une étude plus poussée est apportée dans la suite de l'étude.

Cet ensemble est ensuite maintenu dans une cellule faite d'aluminium qui correspond à notre section d'essai et qui est placée dans une boucle hydraulique.

2.2.3 La boucle fluide

La section d'essai est placée dans une boucle hydraulique représentée figure 2.8.

Après dégazage dans le bouilleur, le réfrigérant est envoyé dans le circuit où une pompe volumétrique permet d'établir un écoulement turbulent ascendant. Les vitesses peuvent atteindre 2m.s^{-1} , ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $Re=280\ 000$. Dans nos expériences, nous limitons le débit pour atteindre des nombres de Reynolds de 10 000 à 60 000, ce qui reste pleinement turbulent.

Pour mesurer les vitesses d'écoulement, on utilise un débitmètre à effet Coriolis, *Coriolis Micro Motion, Série F*. Celui-ci permet de mesurer des débits jusqu'à 3600L.h^{-1} avec une incertitude en volume de l'ordre de $\pm 0.15\%$. Le HFE7000 passe ensuite dans un échangeur de chaleur connecté par un refroidisseur TERMOTTEK P805. Un circuit d'eau permet alors de contrôler et maintenir la température de liquide à $\pm 0.1\text{K}$. Un réservoir à membrane est utilisé pour la régulation de pression.

Avant de passer dans la section d'essai, le fluide traverse un divergent, un nid d'abeille, un convergent et une conduite de même géométrie que la section d'essai de 1m de longueur. Ainsi, l'écoulement est parfaitement établi avant d'atteindre la section. Plusieurs thermocouples de

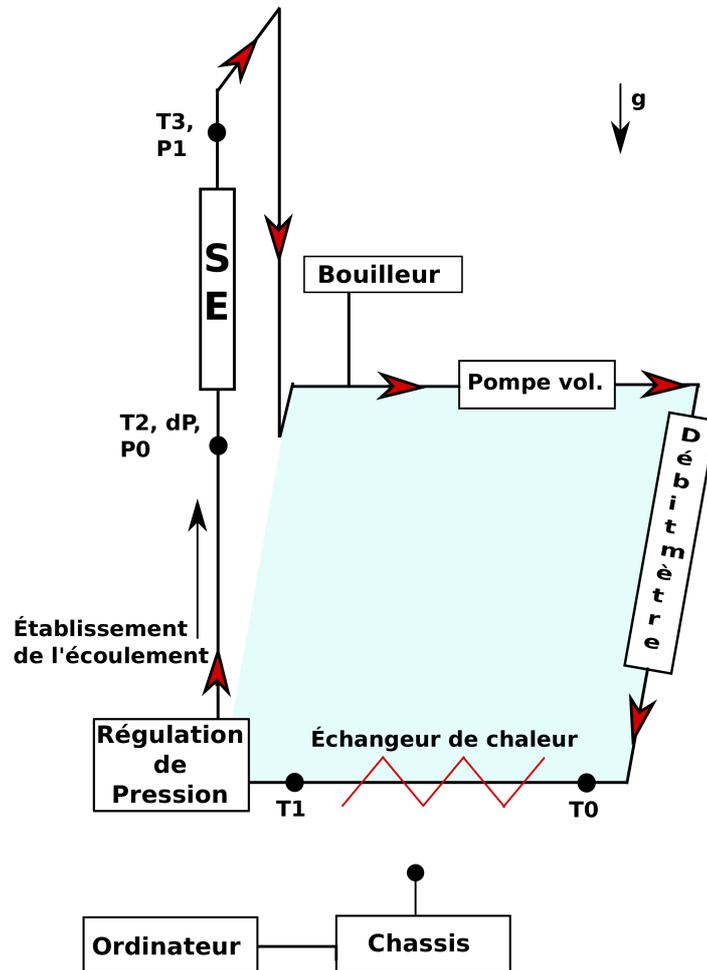


FIGURE 2.8 – Schéma de la boucle expérimentale.

type K sont placés à des endroits stratégiques pour vérifier que la température du liquide est stable dans toute la boucle (notés T0, T1, T2, T3 sur le schéma 2.8). Ils sont reliés au chassis d'acquisition *National Instrument CompactRIO* puis étalonnés pour la mesure de température du liquide lors des tests. La température de saturation du HFE7000 est dépendante de la pression. Un capteur de pression absolue *KELLER* est alors placé au niveau de la section d'essai. La pression est mesurable jusqu'à 3bar avec une précision de 0.1%, mais nos tests sont fait à une pression proche de 1bar. Le maximum de pression est limité à 1.3bar par sécurité pour la section d'essai, en effet au-delà de cette pression, des fuites peuvent apparaître.

2.3 Nombres adimensionnels caractéristiques

Une analyse des essais en réacteur (NSRR et PATRICIA) a permis de construire cette expérience modèle pour reproduire les régimes de l'ébullition transitoire. Cependant, lors de sa conception, il a fallu trouver des compromis car reproduire ces conditions en laboratoire étaient trop difficiles. Le but était d'essayer de comprendre les mécanismes d'ébullition transitoire en simplifiant la géométrie et les conditions thermohydrauliques. Une comparaison des essais en réacteur et l'expérience est détaillé dans le tableau 2.2.

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques des différentes expériences.

	NSRR	PATRICIA (REP)	Expérience modèle
Géométrie	annulaire	annulaire	semi-annulaire
Fluide	eau	eau	HFE7000
Matériau du crayon	Zircaloy-4	Inconel	Acier inoxydable AISI
Debit	0	0-0.6 l.s ⁻¹	0-0.3 l.s ⁻¹
Pression (bar)	1	155	1
Température	20°C	280°C	20°C
dimension (r _{ext} , L mm)	100, 265	7.1, 600	8.5, 200
CHF (T,q)	Tsat+20K, 10 MW.m ⁻²	Tsat+55K, 5 MW.m ⁻²	Tsat+35K, 0.17 MW.m ⁻²

Les nombres adimensionnels associés jouent un rôle important dans la physique de l'ébullition. Étant donné le nombre important de paramètres, la similitude ne peut pas être totale. Les matériaux choisis ont été alors conditionnés par la disponibilité dans le commerce. Les nombres adimensionnels qui caractérisent le système sont alors présentés dans le tableau 2.3. Pour pouvoir comparer les mêmes choses, ils sont évalués un peu avant la crise d'ébullition.

TABLEAU 2.3 – Comparaison des nombres adimensionnels caractéristiques du système.

Nombre adimensionnel	Expression	NSRR	PATRICIA (REP)	Expérience
Reynolds Re	$\frac{\rho_l Q D_h}{\mu_l S}$	0	0- 1.64 10 ⁵	0-60 000
Prandtl Pr	$\frac{C_{pl} \rho_l \nu_l}{\lambda_l}$	1.76	1.33	6.285
Nusselt Nu	$\frac{h D_h}{\lambda_l}$	~ 300	~ 200	50-1000
Biot Bi	$\frac{h e_w}{\lambda_w}$	0.45	0.23	0.018 - 1
Jakob	$\frac{C_{p,l} \Delta T}{h_{lv}}$	1.12	3.29	1.12 à 160°C
Rapport densité	$\frac{\rho_l}{\rho_v}$	1667	5.83	169.5

Ils existent de nombreuses études de la convection forcée sur plaques planes et ce régime est fortement dépendant de la structure d'écoulement. La géométrie utilisée pour notre expérience est peu étudiée, mais a des dimensions très proches de la géométrie annulaire autour d'un crayon de combustible. Par une analyse bibliographique, une campagne expérimentale par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) et des simulations numériques, Baudin et coll.[8] ont permis de caractériser l'écoulement dans cette section semi-annulaire. En effet, les profils de vitesse et de cisaillement sont similaires dans le plan de symétrie à un coefficient près de 2.2. Ce coefficient doit être appliqué sur le débit pour être en similitude avec la géométrie annulaire. C'est donc le Reynolds équivalent qu'il faut prendre en compte. Le Reynolds peut alors varier de 0 à 89500 pour le HFE7000. En augmentant le débit jusqu'à 0.5 l/s, il est alors possible d'être en similitude. Finalement, cela a permis à Baudin [8] de modéliser simplement une partie de l'écoulement et de valider la simplification de la section d'essai.

En ce qui concerne le nombre de Prandtl, même si ce nombre dépend de la température et de la pression, dans l'expérience modèle, il est plus important que celui de l'eau. Ceci vient du fait que le Prandtl dépend du fluide utilisé. De plus, ce nombre augmente lorsque la pression est supérieure à 4 bar, il n'y a donc pas similitude possible pour cet aspect même en pressurant la section d'essai. Ce qui a pour conséquence d'augmenter le nombre de Nusselt, il faudrait des flux plus faibles pour être en similitude.

Le nombre de Biot dans le métal est très faible, c'est à dire que le clinquant qu'on utilise n'a que très peu d'inertie thermique mais la peinture joue sur ce nombre adimensionnel et à tendance à l'augmenter.

Une température de 160°C permet d'avoir un nombre de Jakob similaire aux essais NSRR. Ce seuil peut être atteint mais pour être en similitude avec les tests PATRICA, il faut atteindre une température de 400°C, ce qui est hors de notre de gamme de température.

Finalement, le rapport des densités est plus important à 1 bar mais moins important à 155 bars.

La mouillabilité du HFE7000 sur le clinquant est également différente de celle de l'eau sur un crayon de combustible. En effet, le HFE7000 est très mouillant avec des angles de contact faibles (7° sur l'acier AISI304, Baudin [8]). Or c'est un paramètre qui joue sur les conditions de déclenchement d'ébullition et l'apparition du flux critique.

Le fluide, la géométrie et donc les nombres adimensionnels ne correspondent pas forcément avec le cas réel des réacteurs nucléaires. Or chaque corrélation utilisée caractérise et modélise les différents régimes d'ébullition à l'aide de ces nombres adimensionnels caractéristiques. Ces choix sont justifiés par le fait qu'il est possible de reproduire l'ébullition transitoire avec ce dispositif en ayant recourt à des puissances raisonnables. Dans un premier temps, cela permet d'en comprendre les mécanismes dans une telle géométrie.

2.4 Techniques de mesures

Deux caméras sont utilisées lors des essais et sont placées orthogonalement l'une par rapport à l'autre. Une caméra infrarouge placée derrière le clinquant permet de mesurer directement la température de paroi et une caméra rapide, disposée orthogonalement comme sur la figure 2.9 pour la visualisation de l'écoulement diphasique.

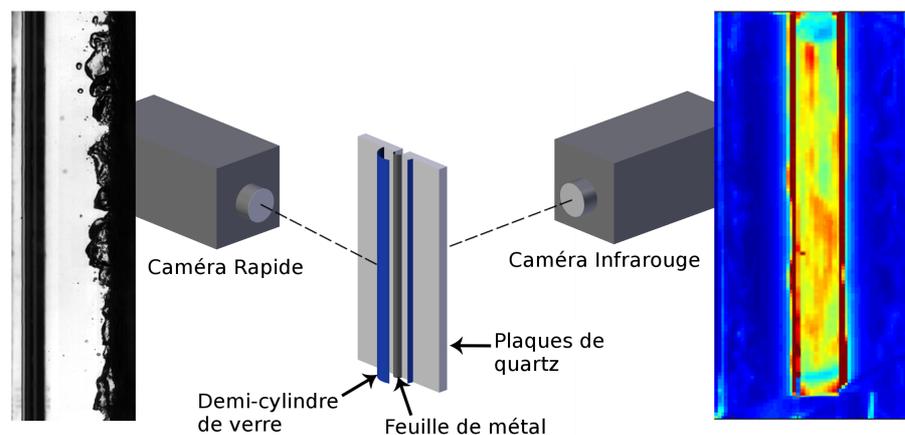


FIGURE 2.9 – Section d'essai et caméras infrarouge et rapide.

2.4.1 La thermographie infrarouge

Dans nos tests, lors de la chauffe, il va y avoir des interactions moléculaires entre le système matériel et les photons du champ de rayonnement et donc une émission d'énergie radiative. Comme la gamme de température reste faible ($<600^{\circ}\text{C}$), le clinquant va émettre un rayonnement principalement dans la gamme de l'infrarouge dont la luminance totale \mathcal{L} qui correspond à un flux énergétique émis par un élément de surface est déterminé par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$\mathcal{L} = \epsilon \sigma_{SB} T_w^4 \quad (2.2)$$

où ϵ est l'émissivité qui est définie comme le rapport entre l'énergie émise par le corps étudié et l'énergie émise par un corps noirs dans les mêmes conditions. Elle exprime la capacité des matériaux à émettre ou à absorber un rayonnement dans le domaine infrarouge et elle dépend de la longueur d'onde λ , de la température T et de l'angle d'émission du rayonnement θ . σ est la constante de Stefan-Boltzmann et vaut $\sigma_{SB}=5.67 \times 10^{-8} \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$. Et enfin, T_w représente la température de paroi.

La caméra infrarouge

On utilise alors pour la mesure de température, une caméra sensible *CEDIP JADE III* avec une résolution de 240×320 pixels² en grand champ à 350 Hz et une fréquence d'acquisition maximale de 1400 Hz sur un petit champ, dans la gamme de longueurs d'onde $3.5\text{-}5.1 \mu\text{m}$ (infrarouge moyen). Son capteur de type Focal Plan Array est refroidi par un moteur Stirling à 79K.

La géométrie semi-annulaire a été choisie pour donner un accès optique à la caméra infrarouge au dos de la paroi. Il est donc possible de mesurer un champ de température directement en captant la puissance rayonnée sans pour autant perturber la cinétique de chauffe ainsi que l'écoulement. Selon notre sujet d'étude, il est possible d'observer toute la paroi chauffée de l'ordre de $85 \times 8 \text{mm}$, ce qui permet d'observer la thermique globale lors de la chauffe. Des phénomènes plus microscopiques qui engendrent des thermiques plus locales, comme le suivi de bulles à partir d'un site de nucléation, peuvent être étudiés également.

Elle peut mesurer 16 384 niveaux de gris étroitement reliés à la température par un polynôme d'ordre 4 qui donne alors une courbe d'étalonnage. Selon le régime de l'ébullition étudié, la dynamique et donc la gamme de température change, il faut alors jouer sur le temps d'intégration qui correspond au temps d'exposition du capteur au rayonnement. Plus ce temps est long, plus il est possible d'avoir des mesures de températures basses avec une bonne dynamique, tout en limitant l'accès aux mesures des fortes températures, la caméra saturant vite dans ce cas là. Pour avoir accès à des fortes températures, il faut baisser ce temps d'intégration, ce qui va alors jouer sur la dynamique de la caméra aux basses températures. Un compromis est alors fait pour chaque campagne d'essai en fonction des tests réalisés. Une fois la fréquence et le temps d'intégration fixés, il faut étalonner la caméra pour avoir la correspondance entre l'énergie reçue par la caméra et la température et prendre en compte la température atmosphérique pour une correction dans le traitement des données, voir figure 2.10a et 2.10b.

Pour l'étalonnage, une Correction de Non Uniformité (NUC) est faite en premier lieu sur la caméra entre 2 niveaux de température (température ambiante et plus haute température étudiée) à l'aide de 2 corps noirs, à savoir un corps noir *DCN 100 N4*, et un corps noir *ECN 100 N6* de la société HGH. Ce sont des surfaces noires avec une émissivité connue de 0.98 dont il est possible de contrôler la température. Le premier corps noir possède une gamme de température comprise entre 20°C et 100°C avec une précision de 0.3°C , le deuxième corps noir possède quant à lui une gamme de température comprise entre 20°C et 550°C avec une

précision de 0.3°C . Ainsi pour plusieurs températures de corps noirs, on connaît les niveaux de gris associés. On peut alors écrire :

$$\xi(T) = \epsilon \xi_{\epsilon=1}(T) + (1 - \epsilon) \xi_{T_{amb}} \quad (2.3)$$

Avec ξ le niveau observé par la caméra, ϵ l'émissivité, $(1-\epsilon)$ la proportion réfléchiée et $\xi_{T_{amb}}$ le niveau à la température ambiante. $\xi_{\epsilon=1}$ est le niveau numérique obtenu si l'on travaillait avec un corps à l'émissivité parfaite ($\epsilon = 1$). On a donc

$$\xi_{\epsilon=1}(T) = \frac{\xi - (1 - \epsilon) \xi_{T_{amb}}}{\epsilon} \quad (2.4)$$

On applique sur le clinquant une peinture noire avec une émissivité de 0.94. En effet, le clinquant est une feuille de métal à l'émissivité très faible d'environ 0.2 qui est insuffisant pour une mesure sans peinture. Cependant il y a une différence d'émissivité lors de l'étalonnage avec les corps noirs (0.98) et lors des mesures avec la peinture (0.94). Un terme correctif est donc appliqué sur nos mesures en prenant en compte la contribution de l'environnement à T_{amb} .

$$\xi_{sectiond'essai} = \epsilon_{sectiond'essai} \cdot \xi_{\epsilon=1} + (1 - \epsilon_{sectiond'essai}) \cdot \xi_{T_{amb}} \quad (2.5)$$

Une telle courbe d'étalonnage de niveaux de gris en fonction de la température est obtenue (figure 2.10a et 2.10b).

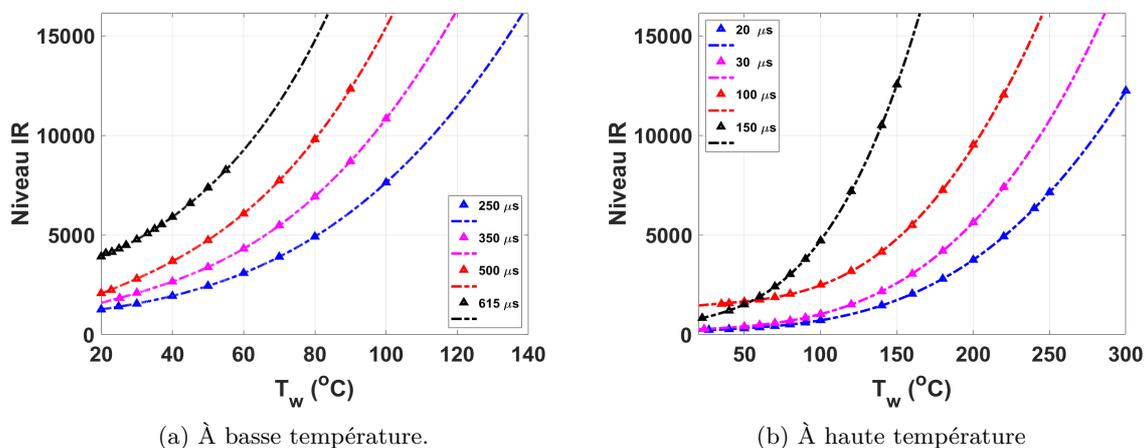


FIGURE 2.10 – Courbe d'étalonnage de la caméra infrarouge pour plusieurs temps d'intégration pour des basses et hautes températures

Il a été vérifié que sur la gamme $20-100^{\circ}\text{C}$, les deux corps noirs rayonnent de la même manière.

Pour la protéger d'éventuelles projections de fluide en cas de rupture du clinquant, un hublot transparent aux rayonnements infrarouges est toujours disposé devant elle, même pendant l'étalonnage. Si la température ambiante est modifiée lors des tests, un étalonnage supplémentaire doit être fait, pour éviter que les mesures soient perturbées.

Facteur de transmission

Comme la caméra est située derrière le clinquant, un espace d'air libre les séparent. Il faut donc tenir compte du facteur moyen de transmission atmosphérique qui dépend de la bande spectrale de la caméra, de la distance de mesure, du taux d'humidité relative et de la température atmosphérique figure 2.11.

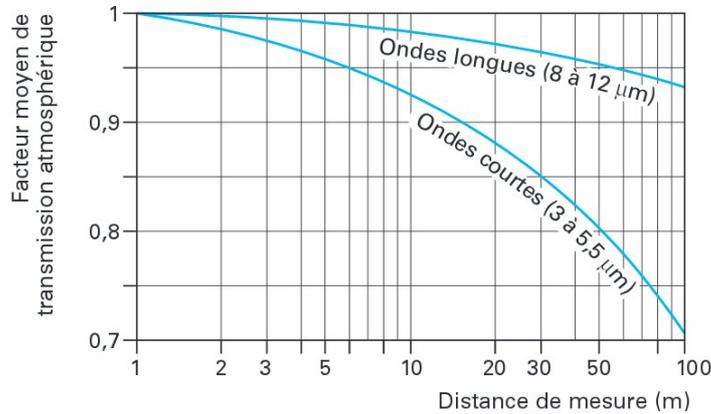


FIGURE 2.11 – Courbe typique du facteur moyen de transmission de l'atmosphère en fonction de la distance de mesure, pour une atmosphère à 50% d'humidité relative, Pajani [75].

La caméra infrarouge mesure dans des longueurs d'ondes moyenne de 3,5 à 5,1 μm, il ne faut pas alors dépasser une distance de 2m pour considérer le milieu comme transparent. Or nos mesures ne se font jamais à plus de 1,5m, tout le rayonnement est donc transmis à la caméra.

L'angle d'observation

Lorsque l'émission du corps rayonnant est isotrope, c'est-à-dire que la luminance est la même quel que soit la direction, alors l'émissivité ne dépend pas de l'angle d'observation mais seulement de la température et de la longueur d'onde λ , ce sont alors des surfaces Lambertiennes. Dans le cas contraire, l'angle d'observation est à prendre en compte, et on parle d'émissivité directionnelle. Notre géométrie est un demi-cylindre, l'angle d'observation change par rapport à la normale, l'émission n'est donc pas isotrope. La peinture à une émissivité de 0,94 pour un angle d'émission de 90°. Il devient alors intéressant de connaître l'émissivité directionnelle en fonction de l'angle d'observation. Quelques valeurs de $\epsilon(\theta)$ sont représentés figure 2.12a. Deux cas se distinguent, celui des matériaux conducteurs comme les métaux où l'émissivité est généralement faible et qui dépend fortement de l'angle d'observation (figure 2.12b). Et le cas des matériaux diélectriques où l'émissivité varie peu dans une large plage angulaire, Cabannes [21] (de 0 à 60°) et sont considérés comme des surfaces Lambertienne (figure 2.12c).

Notre peinture est considérée comme un matériau diélectrique, sa conductivité thermique étant très faible, on suppose que la conductivité électrique l'est aussi. Le matériau qui s'en rapproche le plus sur la figure 2.12a est la peinture glycérophtalique dont l'émissivité reste de 0,94 jusqu'à un angle d'observation de 30°. On fait alors l'hypothèse que pour notre peinture, l'angle d'observation maximal pour garder une émissivité de 0,94, est de 30°. Une comparaison de l'émissivité du métal et de la peinture est apportée figure 2.12b et 2.12c.

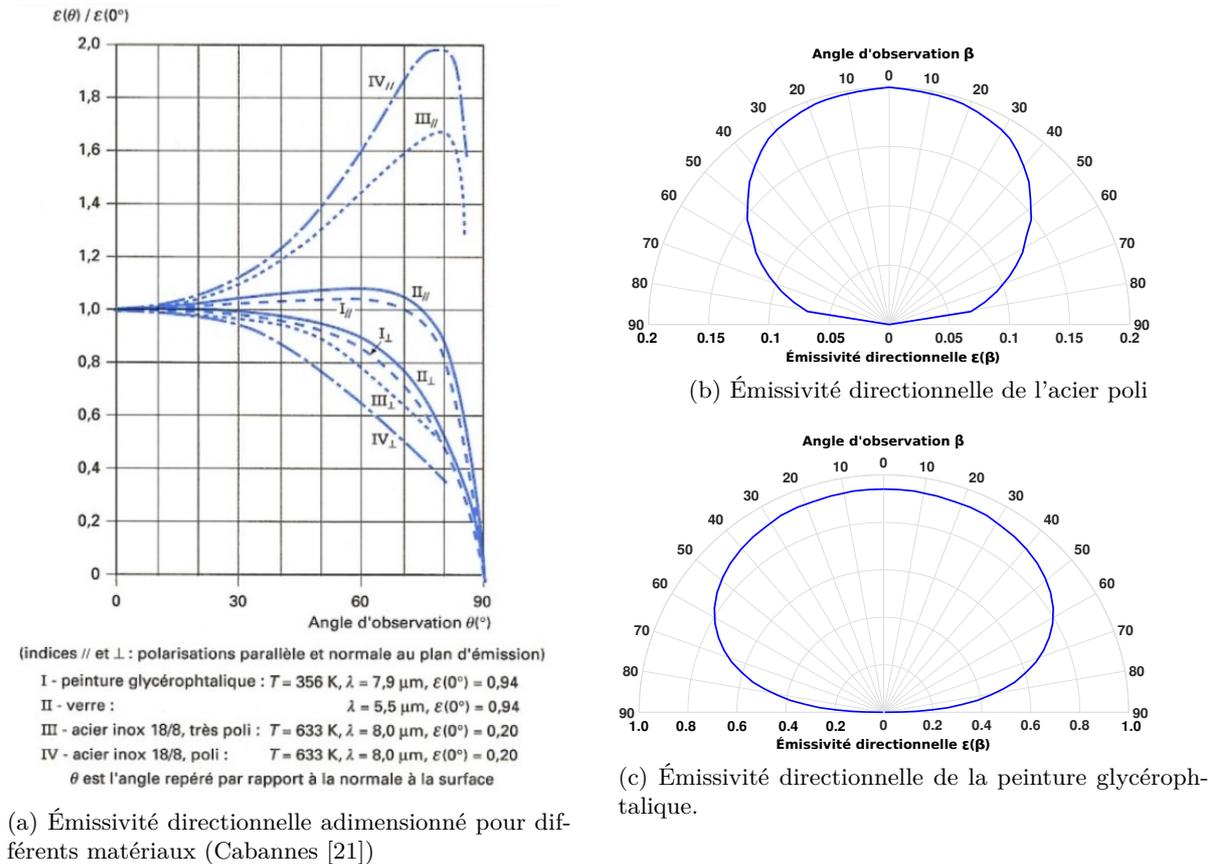


FIGURE 2.12 – Influence de direction d’émission sur l’émissivité directionnelle par rapport à la normale pour plusieurs matériaux (Cabannes [21]) et émissivité directionnelle de l’acier poli et de la peinture glycérophthalique déterminé avec la figure 2.12a.

Admettons que le demi-cylindre correspond à une zone d’observation de 20 pixels (valeur typique lors des tests), l’angle d’observation est mesuré comme sur la figure 2.13.

Un rapide calcul donne pour chaque pixel, l’angle d’observation et donc la taille de chacun dans le tableau 2.4.

TABLEAU 2.4 – Angle d’observation pour une image de 20pixels dans le clinquant.

θ ($^\circ$)	θ_0	θ_1	θ_2	θ_3	θ_4	θ_5	θ_6	θ_7	θ_8	θ_9	θ_{10}
	0	6	12	18	24	30	37	45	53	65	90
L (mm)	L_{0-1}	L_{1-2}	L_{2-3}	L_{3-4}	L_{4-5}	L_{5-6}	L_{6-7}	L_{7-8}	L_{8-9}	L_{9-10}	L_{tot}
	0.4	0.4	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.6	0.8	1.9	6.6

Avec θ l’angle d’observation pour un placement de la caméra à une distance supposée infinie (1.5m) par rapport au rayon du demi-cylindre(4.2mm) et L (mm) = $\theta.r$ qui correspond à la taille de chaque pixel. Ainsi, il est possible de prendre 5 pixels autour du centre du clinquant sans que l’émissivité n’en soit affectée, ce qui donne un champ de température radial de 10 pixels.

Enfin, pour réduire le temps d’exposition de la caméra, on peut avoir recours à un filtre placé devant l’objectif de la caméra qui change l’émissivité apparente lorsque les températures sont trop élevées (pour éviter que la caméra sature).

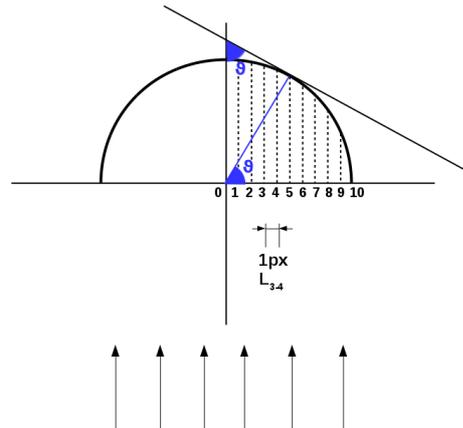


FIGURE 2.13 – Angle d’observation par rapport à la normale sur une image de 20 pixels dans le clinquant pour une caméra placée à une distance infini du clinquant.

Cette caméra infrarouge est aussi couplée avec une caméra rapide placée à 90° de celle-ci.

2.4.2 Les visualisations de la caméra rapide

La caméra rapide est une PHOTRON RS 3000 avec une fréquence d’acquisition de $3000 \text{ images.s}^{-1}$ pour une résolution choisie de 512×1024 pixels². Avant de pouvoir l’utiliser, il est nécessaire de fixer la taille du champ, la fréquence, le temps d’obturation et le temps d’acquisition. Une Correction de Non Uniformité (NUC) est appliquée pour enlever le bruit spatial fixe de la caméra. L’éclairage est réalisé à l’aide d’un backlight (source de lumière parallèle) à l’arrière de la section d’essai pour réaliser des visualisations par ombroscopie. Les images enregistrées permettent alors de remonter à la position et à l’instant du premier site de nucléation, de suivre une évolution d’épaisseur de couches de bulles ou de film de vapeur qui se développe sur la paroi. La section semi-cylindrique permet aussi de faire apparaître les phénomènes sur le plan de symétrie du clinquant, et comme les bulles ont tendance à glisser sur la paroi à cause des forts écoulements, il devient possible de traiter les images pour déterminer des grandeurs caractéristiques de l’écoulement diphasique.

La figure 2.14 montre une visualisation de la caméra rapide lors d’un régime d’ébullition nucléée ainsi qu’une image post-traitée (à partir de la limite du clinquant). Avec un traitement d’image à l’aide du logiciel Matlab, en binarisant l’image brute et en enlevant les bulles qui ne sont plus sur la paroi, il est possible d’extraire la couche de bulles et donc de remonter à sa taille en fonction du temps. Cela permet également de remonter aux vitesses des bulles et de savoir si la paroi est en contact, ou non, avec le liquide.

La caméra rapide a également un trigger intégré relié au boîtier NI pour synchroniser les vidéos avec les données issues des autres chaînes de mesure.

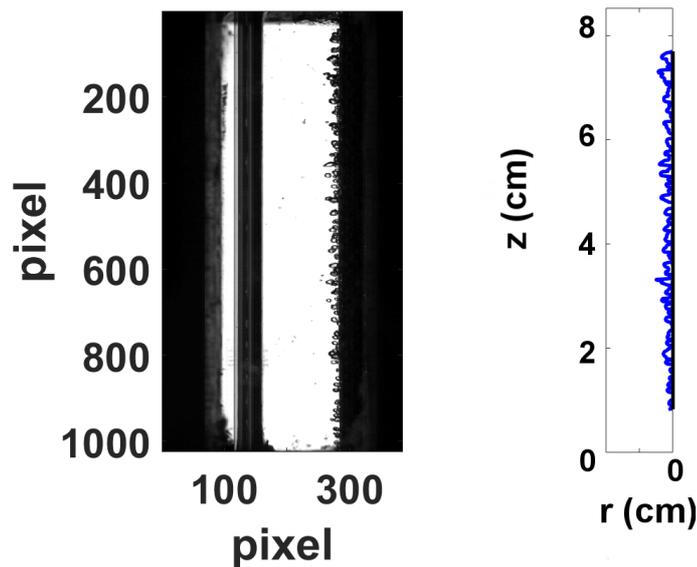


FIGURE 2.14 – Images brute et traitée obtenues avec la caméra Rapide.

2.4.3 Couplage des deux caméras

Les deux caméras donnent donc des informations complémentaires lors des tests utiles à l'interprétation des résultats. Il est donc possible de faire correspondre les visualisations en synchronisant correctement et connaissant les dimensions des pixels des deux caméras.

La synchronisation

La caméra infrarouge ne possède pas de trigger intégré, et il n'est pas possible de récupérer un signal de sortie comme sur la caméra rapide pour la synchroniser. Or les phénomènes présents lors de l'ébullition transitoire sont très brefs. On a donc dû trouver une solution pour pouvoir recalibrer les mesures de la caméra infrarouge avec le reste des données acquises par le châssis N.I.

Une des solutions proposée ici a été d'ajouter un trigger externe à la caméra infrarouge à partir du signal de la caméra rapide. Ainsi lorsque l'enregistrement commence sur la caméra rapide, un signal est envoyé à la caméra infrarouge pour qu'elle commence aussi l'enregistrement. Finalement, le signal de sortie de la caméra rapide correspond au début d'enregistrement des deux caméras.

Un problème s'est alors posé, la fréquence d'acquisition de la caméra rapide peut être de 6 à 10 fois plus importante que la fréquence de la caméra infrarouge. Un diviseur de fréquence a alors été testé. Cependant, lorsque ce diviseur était activé, la caméra infrarouge n'arrivait pas à suivre le signal qu'elle recevait et perdait des images. Un compromis a alors été trouvé : la même fréquence d'acquisition est fixée à 500Hz pour les deux caméras. La fréquence de 500Hz correspond à la fréquence maximale en champ moyen de la caméra infrarouge, ce qui a permis de garder un champ spatial assez grand pour observer les propagations de bulles ou de film de vapeur sur une large partie du clinquant.

Cette synchronisation permet alors un enregistrement de 32.25s maximum pour 16 384 images. Donc soit l'essai dure moins de 32.25s et dans ce cas le signal de sortie de la caméra rapide permet de tout resynchroniser. Soit le test dure plus longtemps que 32.25s et dans ce cas, un traitement des signaux de puissance et de température est opéré par la suite.

Voici un exemple de resynchronisation par un traitement de signal avec le signal de puissance et le signal de température représenté en figure 2.15

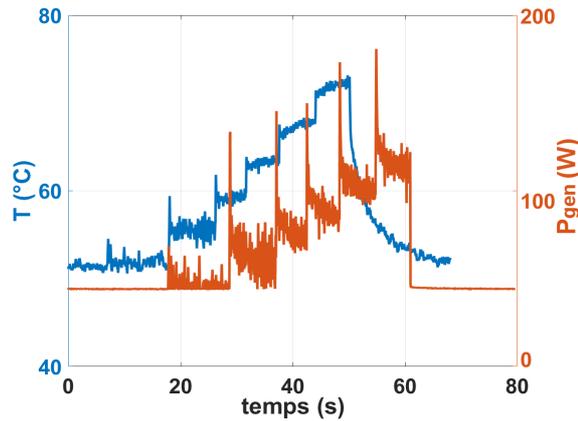


FIGURE 2.15 – Signaux de puissance et de température non synchronisés.

Ces deux signaux ont un temps de décalage t_d , pour pouvoir retrouver ce temps, on calcule le coefficient de corrélation de Pearson ρ_P des deux signaux (Température et Puissance) en décalant d'un pas de temps $dt=2ms$, un signal par rapport à l'autre. Ce coefficient de corrélation est une mesure de la dépendance linéaire entre les deux signaux (T et \mathcal{P}) de taille N , le coefficient de corrélation de Pearson est défini comme :

$$\rho_P(T, \mathcal{P}) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{T_i - \mu_A}{\sigma_T} \right) \left(\frac{\mathcal{P}_i - \mu_P}{\sigma_P} \right) \quad (2.6)$$

avec μ la moyenne et σ l'écart type de la variable associé. Ce coefficient est calculé pour plusieurs t_d (figure 2.16a)

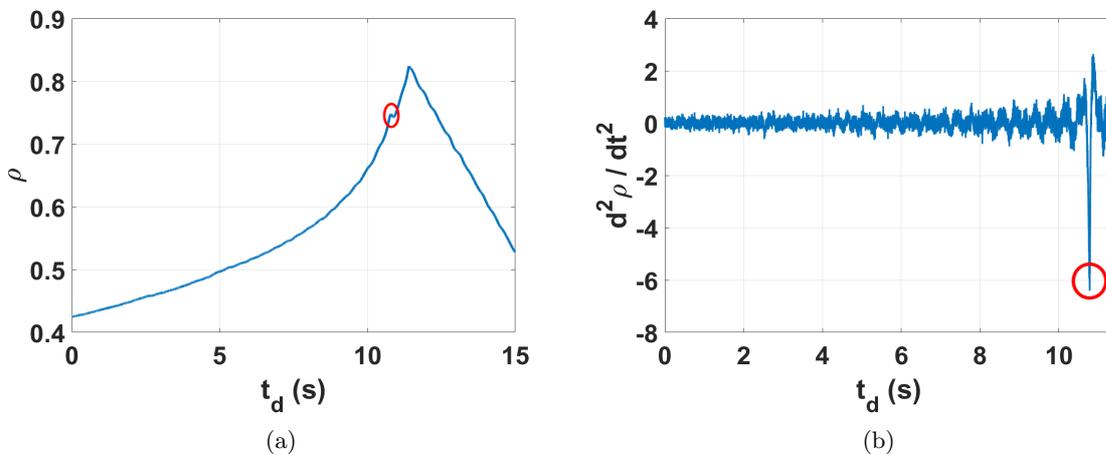


FIGURE 2.16 – a) Coefficient de corrélation de Pearson ρ en fonction du temps de décalage des signaux t_d et b) sa dérivée seconde.

Un premier pic de corrélation apparaît entre les signaux, c'est ce temps qui correspond au temps de décalage des deux signaux et non le maximum de ce coefficient. En effet, après ce temps, la corrélation continue d'augmenter pendant quelques secondes, ce phénomène peut

être expliqué par le fait que les signaux étudiés T et \mathcal{P} n'ont pas la même unité mais le même ordre de grandeur pour les premiers plateaux. Donc si un plateau de puissance est trop proche d'un plateau de température, le coefficient de corrélation risque d'augmenter sur une petite période. À noter aussi que le signal de puissance n'est pas filtré pour garder un temps de décalage cohérent, le signal est donc bruité et engendre des pics locaux de puissances qui peuvent également faire augmenter ce coefficient de corrélation. Le temps auquel apparaît ce pic est alors déterminé à l'aide de la dérivée seconde $\frac{d^2\rho}{dt^2}$ pour faire ressortir un maximum local, figure 2.16b. Après resynchronisation, les deux signaux sont en phase, figure 2.17.

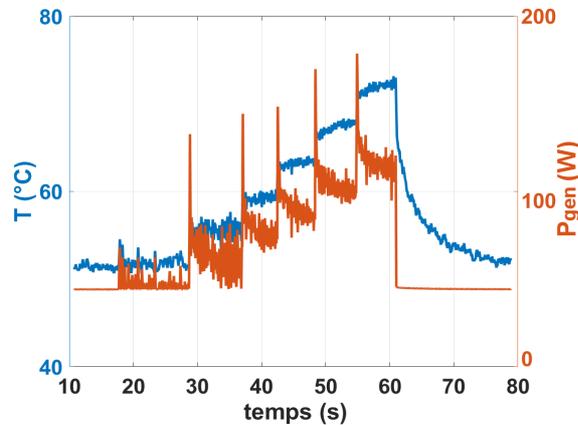


FIGURE 2.17 – Synchronisation des signaux de puissance et de température.

La Mire

Pour connaître la taille réelle d'un pixel lors de chaque essai, plusieurs encoches ont été marquées sur la section d'essai de sorte qu'elles apparaissent sur les deux caméras à la même hauteur (figure 2.18). Elles sont espacées de 1cm chacune et ont une largeur de l'ordre du mm.

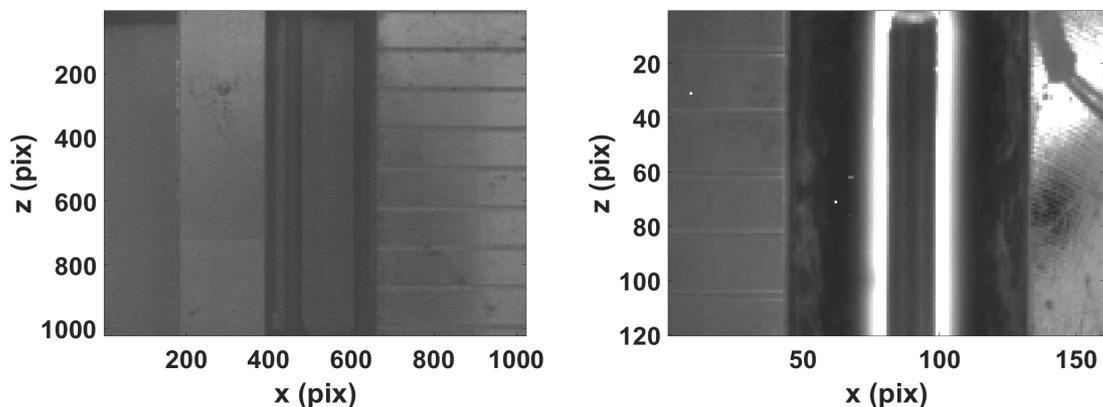


FIGURE 2.18 – Image de la caméra rapide et de la caméra infrarouge.

Pour déterminer la hauteur de chaque encoche, sur l'image infrarouge, on traite les images avec le logiciel Matlab, en extrayant le signal N entre les pixels 20 et 30 sur x pour en faire une moyenne. On recherche alors les pics qui apparaissent sur ce signal. Ils correspondent à la position de chaque encoche. On détermine ainsi $\Delta N = N(\text{pos}+1) - N(\text{pos})$ pour rechercher des pics

qui correspondent à l'emplacement de chaque encoche. ΔN est superposé à l'image infrarouge et rapide sur la figure 2.19 :

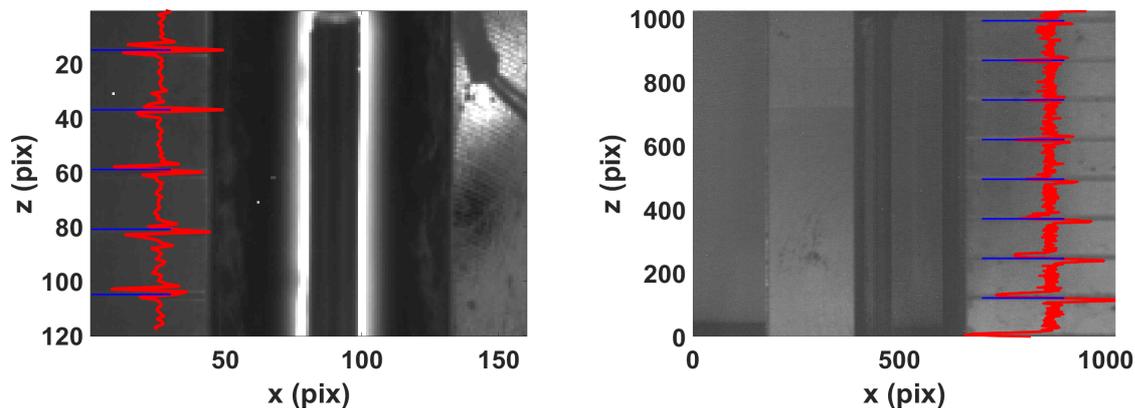


FIGURE 2.19 – Images des caméras infrarouge et rapide avec le signal de détermination de la position des encoches. Les encoches sont représentées en bleu et le signal ΔN en rouge.

On retrouve bien la position de chaque encoche sur la caméra infrarouge. Le même procédé est appliqué sur l'image de la caméra rapide avec détermination des signaux N et ΔN , superposés à l'image de la caméra rapide.

Un même traitement d'image pour un z fixé est appliqué pour pouvoir déterminer le centre du clinquant qui correspond à un angle d'observation de 90° . Ainsi on obtient les signaux sur plusieurs pas de temps pour pouvoir en faire un moyenne (figure 2.20).

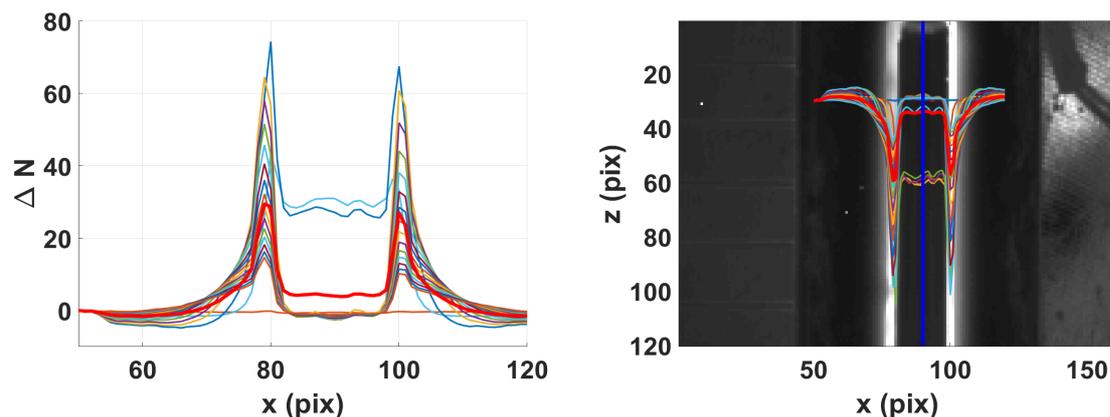


FIGURE 2.20 – Signal à une position donnée pour la détermination du pixel au centre du clinquant. La courbe rouge correspond à la moyenne de tous les signaux pris pour plusieurs pas de temps.

Les bords du clinquant en contact avec la colle et les plaques de quartz émettent un rayonnement plus important (point chaud) que le reste lors des essais. Les pics sur la figure 2.20 correspondent à ces bords. Comme c'est symétrique, prendre le pixel au centre de ces deux pics correspond au centre du clinquant (figure 2.20).

Étant donné que les encoches sont espacées de 1 cm et que l'espacement en pixel entre chacune d'elles est maintenant connu, on retrouve facilement pour toutes les campagnes d'essais la taille des pixels des deux caméras. Il est donc possible de coupler les images des deux caméras,

figure 2.21.

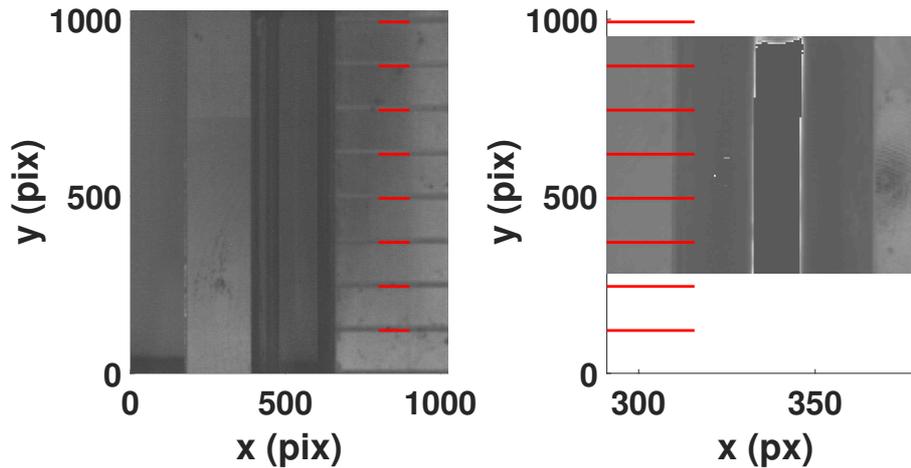


FIGURE 2.21 – Couplage des images de la caméra rapide et de la caméra infrarouge.

2.5 Étude sur l'impact du dépôt de peinture sur la thermique

Mentionné dans les parties précédentes, un dépôt de peinture est réalisé sur le clinquant dans le but d'augmenter son émissivité et ainsi d'obtenir des mesures précises sur la caméra infrarouge. Cette peinture étant très peu conductrice de la chaleur, elle modifie significativement la masse thermique ($m_w.C_{p,w} + m_p.C_{p,p}$) du système dans le bilan d'énergie.

Le nombre de Biot de la peinture compare les résistances au transfert thermique à l'intérieur et à la surface de la peinture. Pour plusieurs coefficients d'échange thermique h typique des régimes étudiés de 200 à $1600 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (figure 2.22), le nombre de Biot n'est pas négligeable quelle que soit l'épaisseur. Il faut donc prendre en compte les transferts thermiques dans la peinture dans le calcul du flux.

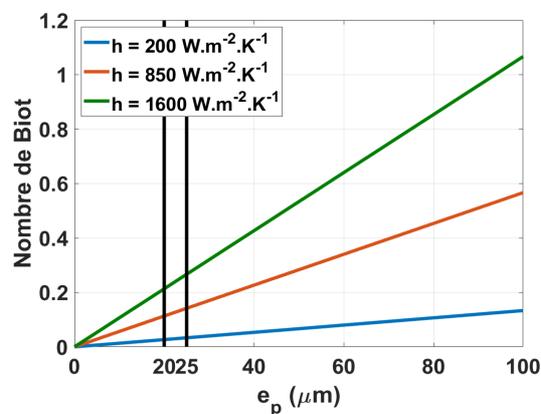


FIGURE 2.22 – Nombre de Biot en fonction de l'épaisseur de la couche de peinture pour plusieurs coefficients thermique h .

De plus, en prenant l'épaisseur de peinture $e_p=75\mu\text{m}$ et la diffusivité thermique $\alpha_p = 8.15 \cdot 10^{-8}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, le temps de diffusion est

$$t_{diff} = \frac{e_p^2}{\alpha_p} = 7.10^{-2}\text{s} \quad (2.7)$$

Ce temps de diffusion est plus important que celui au sein du clinquant et induit un temps de latence dans les expériences. L'épaisseur de $75\mu\text{m}$ correspond à des épaisseurs observées lorsque le système d'application de la peinture n'était pas optimisé. Il est donc important de connaître l'épaisseur de peinture déposée pour corriger les écarts entre la température mesurée et température d'intérêt et mieux estimer le flux transmis au fluide.

2.5.1 Impact du dépôt de peinture

Dans le but d'avoir une couche de peinture d'épaisseur minimale et uniforme déposée sur le clinquant tout en gardant une émissivité maximale, une étude a été menée sur trois propriétés de la peinture, son épaisseur, son uniformité et son émissivité.

Mesures d'épaisseur et uniformité

Dans le protocole d'origine, la peinture est appliquée en plusieurs fois pour que tout le clinquant soit recouvert et que l'émissivité soit la plus importante. La peinture est appliquée lorsque le clinquant est déjà formé en demi-cylindre. Ceci implique des épaisseurs de peinture assez importantes ($\geq 75\mu\text{m}$) au centre du clinquant où les mesures de températures sont faites. Une nouvelle méthode d'application de la peinture est donc indispensable pour minimiser l'effet de conduction à travers la couche de peinture tout en gardant une émissivité maximale (l'émissivité dépend de l'épaisseur de la couche de peinture).

Plusieurs méthodes ont été envisagées pour modifier l'émissivité de la feuille de métal. Du traitement de surface du métal (anodisation, chromage) au dépôt d'autres substances (dépôt de carbone, dépôt avec différentes peintures) selon plusieurs procédés (en bombe, aérographe ...) une méthode est ressortie pour diminuer l'épaisseur : c'est l'application de peinture à l'aide d'applicateurs manuels à spirale, figure 2.23.

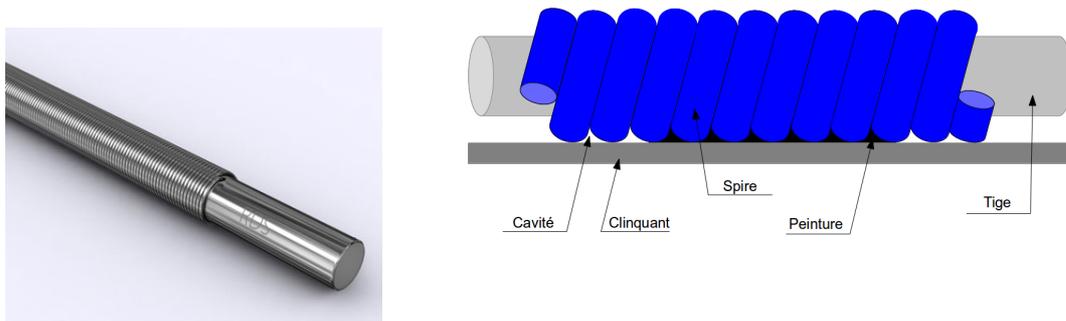


FIGURE 2.23 – Applicateur manuel à spirale, photo et schéma.

Cet applicateur est une tige en acier inoxydable entourée d'un fil, en acier inoxydable également, de diamètre $30\mu\text{m}$. L'épaisseur du revêtement est régie par la zone de la rainure

entre les bobines de fil qui est donc de $30\mu\text{m}$. Cette rainure permet à la bonne quantité de revêtement de passer à travers en laissant une épaisseur uniforme derrière le passage. La zone de rainure est déterminée par la taille du fil : plus le fil est fin, plus la rainure est fine. Avec ce procédé de revêtement, on peut obtenir une épaisseur précise et régulière de quelques μm au mm selon les différentes tiges disponibles. Pour plus de commodité, l'applicateur est positionné dans un rail pour le guider et garder une pression constante lors de l'application sur la feuille. Seule la vitesse peut varier et est entièrement dépendante de l'utilisateur. Enfin pour éviter des plis de la feuille de métal, on mouille légèrement le dessous de la feuille avant d'appliquer la peinture pour la plaquer contre le support. On obtient ainsi des couches de peinture reproductibles, uniformes de l'ordre de $25 - 30\mu\text{m}$, contrairement à la première méthode de dépôt inhomogène et non reproductible (figure 2.24).

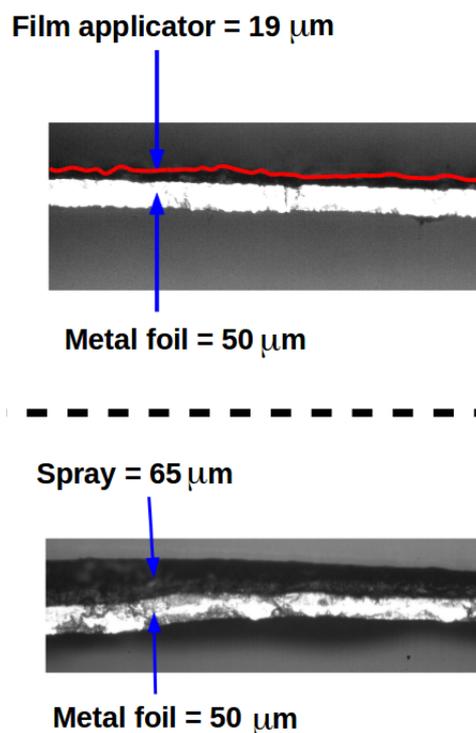


FIGURE 2.24 – Comparaison d'épaisseur d'une partie d'un clinquant après et avant optimisation du dépôt de peinture, vue au microscope.

Dans le but d'avoir des mesures précises, il faut connaître l'épaisseur optimale de peinture déposée pour avoir une émissivité qui ne varie pas sur la surface du clinquant. En effet, l'émissivité est directement liée à l'état de surface du matériau et donc à l'épaisseur de peinture (figure 2.25).

Cette figure représente l'évolution de la température pour un même créneau de puissance en considérant l'émissivité de la peinture à 0.94. Une différence non négligeable est visible selon l'épaisseur de peinture déposée. Ainsi à $14\mu\text{m}$, l'émissivité maximale n'est pas atteinte et la température est mal corrigée. À $25\mu\text{m}$, on atteint la valeur attendue. À $160\mu\text{m}$, on observe une évolution plus lente et un fort abaissement de la variation de température : l'inertie thermique de la peinture devient trop importante et lisse la courbe.

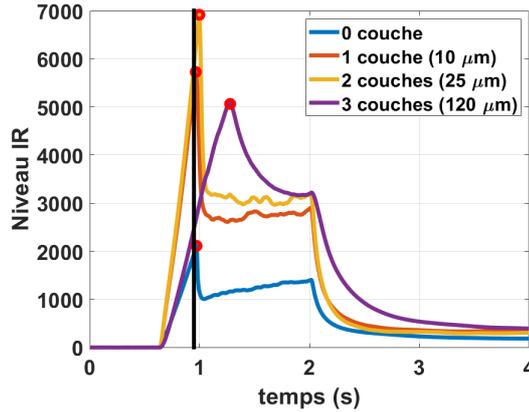


FIGURE 2.25 – Évolution des niveaux de la caméra infrarouge selon différentes épaisseurs de peinture.

Études expérimentales radiatives

L'émissivité monochromatique directionnelle $\epsilon(\lambda, T, \theta, \phi)$ correspond au rapport de la luminance du matériau avec celle du corps noir pour une direction et longueur d'onde données (Eq. 2.8).

$$\epsilon(\lambda, T, \theta, \phi) = \frac{\mathcal{L}_{matériau}(\lambda, T, \theta, \phi)}{\mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi)} \quad (2.8)$$

Ainsi sur la gamme des longueurs d'ondes recherchée, on obtient l'émissivité totale directionnelle $\epsilon(T, \theta, \phi)$ comme :

$$\epsilon(T, \theta, \phi) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{L}_{matériau}(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda} \quad (2.9)$$

Cette donnée est intéressante pour les études avec de la thermique infrarouge car cette équation permet de relier la luminance dans une direction avec la température. Pour la mesurer, on différencie deux méthodes différentes : la méthode directe où on mesure directement le rayonnement émis par la surface et les méthodes indirectes où les propriétés sont déduites par réflectométrie dans le domaine spectral de l'infrarouge étudié. C'est le cas de la sphère intégrante qui est utilisée pour mesurer l'émissivité des échantillons. Le principe est de mesurer le coefficient de réflexion ρ et d'en déduire l'émissivité directionnelle équivalente à l'aide de la loi de Kirchhoff. Ainsi pour une surface opaque en équilibre thermique avec l'environnement, pour une longueur d'onde donnée, on écrit $\rho(T, \theta, \phi) + \epsilon(T, \theta, \phi) = 1$. Concrètement, la sphère intégrante est recouverte intérieurement d'un revêtement en infragold réfléchissant et diffusant pour la gamme 1.5-15 μm avec une réflectance=0.94. Deux sources infrarouges, différentes selon qu'on soit dans le proche infrarouge (Source NIR) ou l'infrarouge moyen (Source MIR) sont utilisées. Elles permettent d'éclairer l'échantillon dans une direction donnée avec un angle d'incidence de 8 à 12°. Une fois que la lumière atteint l'échantillon, elle est diffusée dans toutes les directions selon la réflectance du matériau jusqu'à atteindre après plusieurs réflexions le détecteur. Ainsi le détecteur mesure une fraction de l'ensemble de la lumière réfléchi pour donner la réflectance de l'échantillon. Le fonctionnement de la sphère intégrante est présenté sur la figure 2.26.

Ce coefficient de réflexion connu et comme la luminance du matériau est relié par le coefficient de réflexion par $\mathcal{L}_{matériau}=(1-\rho(\lambda, T, \theta, \phi))*\mathcal{L}_o$ avec la loi de Kirchhoff, on détermine

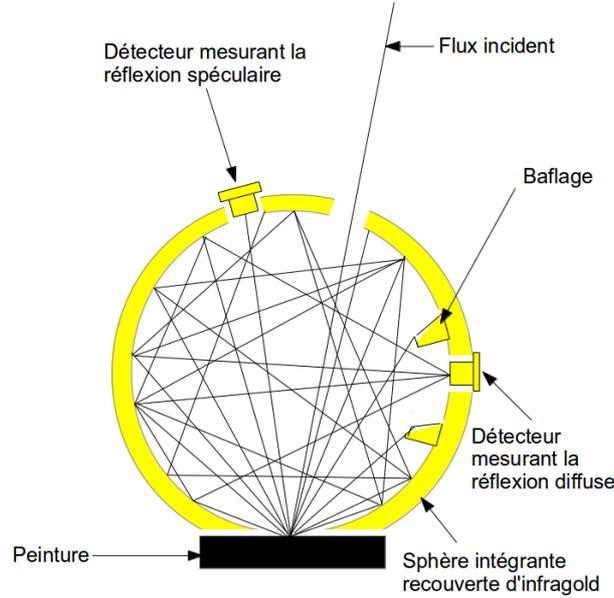


FIGURE 2.26 – Principe de fonctionnement d'une sphère intégrante (Monchau [70]).

l'émissivité par :

$$\epsilon(T, \theta, \phi) = 1 - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho(\lambda, T, \theta, \phi) \cdot \mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda}{\int_0^{\infty} \mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda} \quad (2.10)$$

\mathcal{L}_o est la luminance du corps noir déduit de la loi de Planck, ρ le coefficient de réflexion directionnel hémisphérique sur la gamme de longueur d'ondes $[\lambda_1, \lambda_2]$. Il est possible de prendre en compte la sensibilité de la caméra infrarouge, dans ce cas :

$$\epsilon(T, \theta, \phi) = 1 - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \cdot \rho(\lambda, T, \theta, \phi) \cdot \mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda}{\int_0^{\infty} s(\lambda) \cdot \mathcal{L}_o(\lambda, T, \theta, \phi) d\lambda} \quad (2.11)$$

où $s(\lambda)$ est la sensibilité du capteur. Ce terme est aussi présent au dénominateur car on se réfère à une surface étalon lors de la mise en fonction du système.

À l'aide de la méthode présentée ci-dessus, plusieurs mesures ont été faites sur des échantillons aux épaisseurs de peinture comprise entre 5 et 150 μm (figure 2.27).

Lors des mesures d'émissivité avec le spectromètre, des pics sont apparus selon certaines longueurs d'ondes précises (figure 2.27) sur la gamme de la caméra infrarouge. En effet, plusieurs gaz sont présents dans l'atmosphère et ces pics correspondent à l'absorption de ces gaz, notamment ici ce sont les longueurs d'ondes caractéristiques de l' H_2O pour le pic 1 (3.5 μm) et du CO_2 ou NO_2 pour le pic 2 (4.5 μm sur la figure 2.28).

L'émissivité est ainsi déduite de ces mesures et varie selon l'épaisseur de la peinture (figure 2.29).

Le clinquant nu a une émissivité très faible, typique d'un métal, de l'ordre de 0.2. Les clinquants revêtus atteignent leur émissivité maximale de 0.94 pour une épaisseur d'environ 20 μm minimum. Il est à noter que l'émissivité dépend de l'état de surface du matériau. En effet entre 5 μm et 20 μm , la peinture n'a pas la même émissivité selon la méthode d'application.

La figure 2.29 montre la différence d'émissivité obtenue pour la même peinture (Belton) appliquée à l'aide d'un applicateur spécial (courbe rouge) et avec un spray (courbe verte) en fonction de la température. À même épaisseur, l'applicateur à spirale permet d'obtenir une émissivité plus importante (ce qui suggère un état de surface plus homogène). Cette dernière

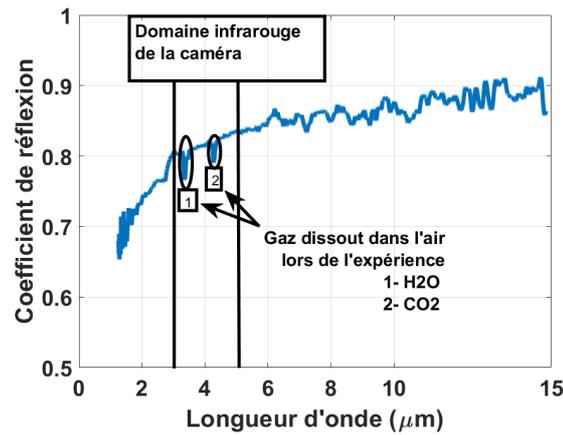


FIGURE 2.27 – Mesure du coefficient de réflexion selon la longueur d’onde du clinquant nu.

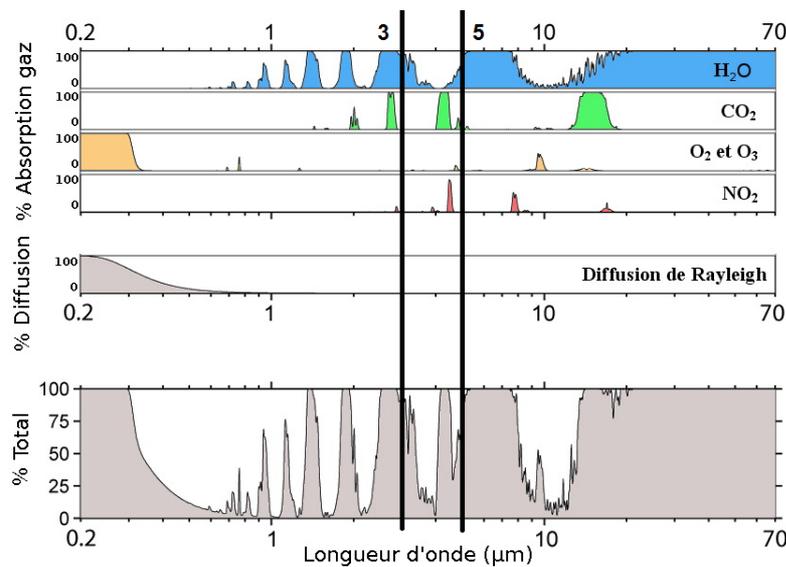


FIGURE 2.28 – Absorption des principaux gaz présent dans l’atmosphère.

solution est ainsi retenue. L’applicateur en spirale est ainsi la meilleure méthode pour notre étude.

Par ailleurs, l’évolution exponentielle de l’émissivité par rapport à l’épaisseur peut être convenablement approchée par un modèle de type :

$$\epsilon = \epsilon_{cl} + (\epsilon_{sat} - \epsilon_{cl}) \left(1 - e^{-e_p/p}\right) \quad (2.12)$$

avec ϵ l’émissivité, ϵ_{cl} l’émissivité du clinquant nu, ϵ_{sat} émissivité saturée de 0.94, p la profondeur de pénétration (m) et e_p l’épaisseur de la peinture (m). La relation linéaire entre le logarithme de l’émissivité normalisée $(\epsilon - \epsilon_{cl}) / (\epsilon_{sat} - \epsilon_{cl})$ et l’épaisseur est illustrée par la courbe de la figure 2.29.b).

Le coefficient directeur de cette courbe est égal à $-1/p$. Nous obtenons une valeur de profondeur de pénétration de $4.68 \mu\text{m}$: c’est la valeur pour laquelle 63% du rayonnement incident est absorbé. À $3p$ ($14 \mu\text{m}$), 95% du rayonnement est absorbé ; la couche de peinture peut être considérée comme opaque (la transmittance $\tau \simeq 0$). Un compromis entre épaisseur et émissi-

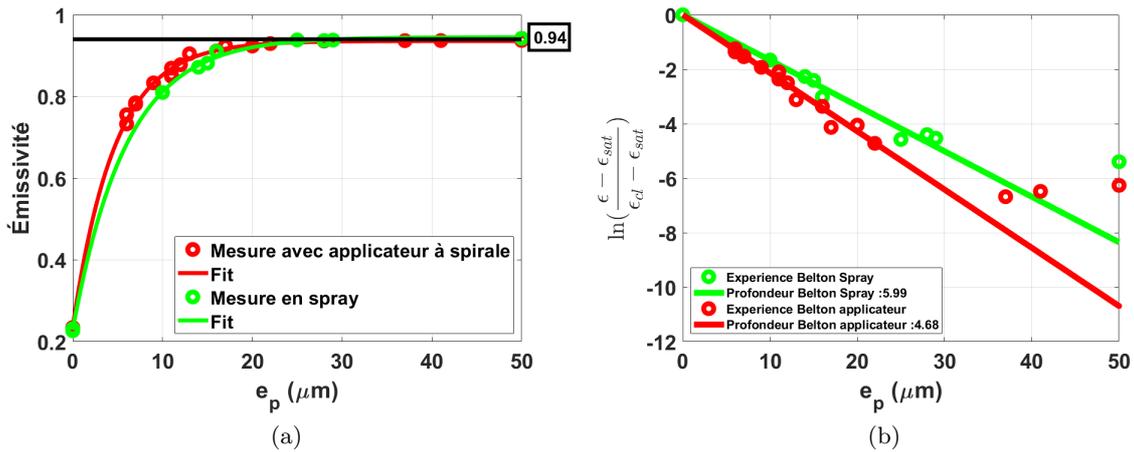


FIGURE 2.29 – Mesures d’émissivité selon 2 méthodes d’applications en a) et opacité de la peinture noire Belton en b).

vité a donc été trouvé, il faut au minimum $20\mu\text{m}$ de peinture pour obtenir sa meilleure efficacité.

Il est maintenant intéressant de connaître l’erreur commise sur la température dans le cas où il y aurait moins de $20\mu\text{m}$ de peinture. En effet, lors des calculs, on considère l’émissivité de la peinture à 0.94 car on ne connaît pas l’épaisseur de la couche de peinture, seulement qu’on doit avoir l’émissivité stationnaire. Cela peut induire une erreur sur les niveaux de caméra infrarouge mesurés et donc sur la température, voir figure 2.30.

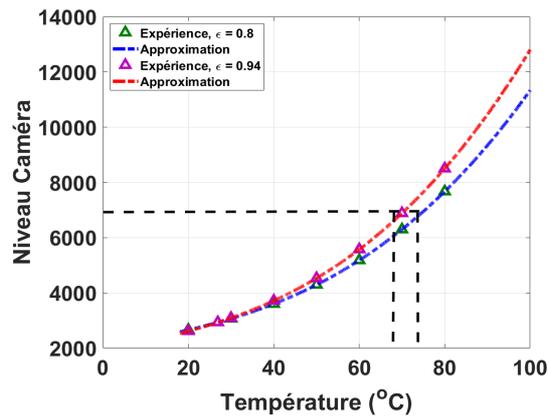
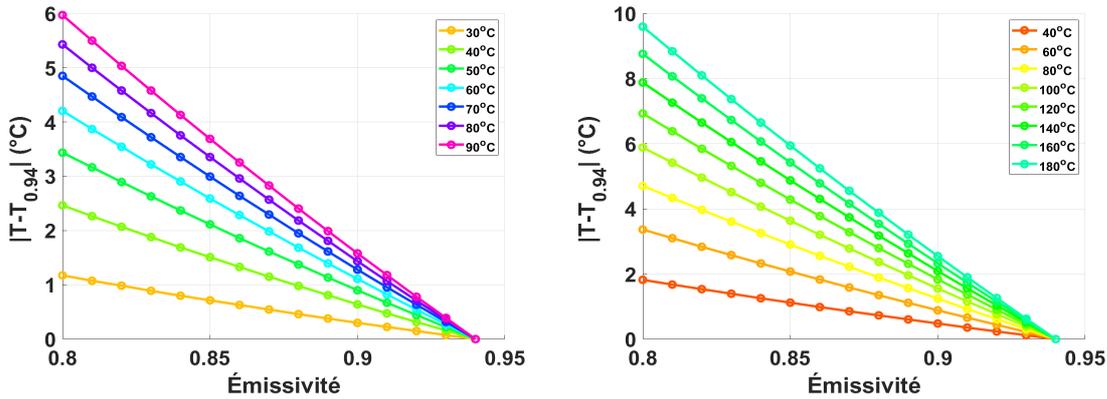


FIGURE 2.30 – Erreur faite sur les niveaux de la caméra lorsque l’émissivité est différente de 0.94.

On déduit d’après la figure 2.30, l’écart de température commis, figure 2.31. On définit cet écart pour plusieurs émissivités comprises entre 0.8 et 0.94 comme étant la valeur relative de la température entre la température prise avec la bonne émissivité T (c’est à dire pour les épaisseurs $\leq 20\mu\text{m}$) et la température obtenue en laissant l’émissivité à 0.94, $T_{0.94}$ (c’est à dire pour les épaisseurs $\geq 20\mu\text{m}$). Cette erreur dépend de l’étalonnage de la caméra infrarouge qui change pour chaque campagne d’essai, en fonction du temps d’intégration, de la fréquence de la caméra et donc de la gamme de température dans laquelle on se situe. Cependant, l’écart maximal trouvé est de 7% si on considère une émissivité de 0.8 (qui correspond à $10\mu\text{m}$) et est

de 1% si on considère une émissivité de 0.92 (qui correspond à une épaisseur de $15\mu\text{m}$, ce qui pourrait être dans notre gamme d'épaisseur).



(a) Erreur sur la température pour une gamme de température $\leq 100^\circ\text{C}$.

(b) Erreur sur la température pour une gamme de température $\geq 100^\circ\text{C}$.

FIGURE 2.31 – Erreur commise sur la température lorsque l'émissivité est différente de 0.94 pour les très faibles épaisseurs de peinture.

Enfin, l'influence de la température sur l'émissivité a été étudiée expérimentalement de manière directe, figure 2.32. Le but étant de chauffer une surface peinte avec la peinture noire assez longtemps pour avoir une valeur stationnaire de la température et la mesurer avec une sonde platine. On compare ensuite ce résultat avec la valeur obtenue en chauffant un corps noir à la même température avec une émissivité connue. Il est ainsi possible de remonter à une émissivité moyenne sur une large gamme de température.

Deux campagnes ont été menées pour obtenir cette courbe, une pour des températures $\leq 100^\circ\text{C}$ (points noirs) et une autre à plus hautes températures (points rouges). Le but a été de mesurer la différence de niveau infrarouge de la peinture chauffée par rapport à ce que donne un corps noir en connaissant la température de l'objet. On remarque que l'émissivité est bien égale à 0.94 sur la gamme de température étudiés.

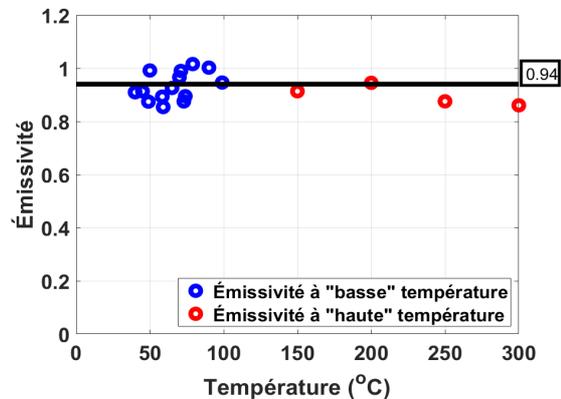


FIGURE 2.32 – Émissivité en fonction de la température dans la gamme utile de température.

Cette étude permet de mieux appréhender les erreurs de mesure faites précédemment en négligeant la conduction dans la peinture dans le bilan d'énergie global mais ce temps de conduction dans la peinture devient important lorsqu'on étudie les phénomènes transitoires.

Une étude supplémentaire est donc nécessaire pour étudier ces transitoires et prendre un bilan d'énergie corrigé.

2.6 Étude de la conduction dans la peinture

Dans le but de caractériser l'effet de la peinture et de retrouver la température côté liquide en mesurant la température côté air, une étude numérique d'un problème 1D de conduction instationnaire est réalisée.

2.6.1 Problème de conduction instationnaire 1D

Le problème de conduction instationnaire est résolu au sein de l'épaisseur de peinture ($T_p(x,t)$) pour le système schématisé figure 2.33.

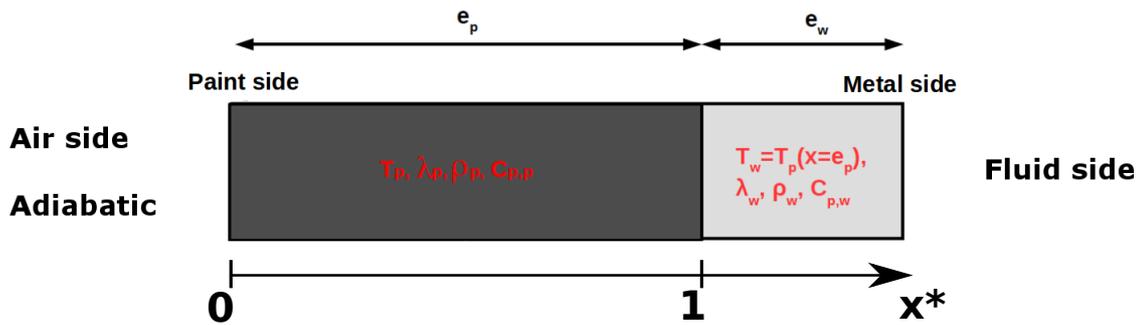


FIGURE 2.33 – Schéma du problème 1D.

Avec plusieurs hypothèses, en réduisant les variables x , T_p et t du problème avec les valeurs caractéristiques du problème, la mise en équation du problème est la suivante :

$$\frac{\partial T_p^*}{\partial x^*}(x^* = 0) = 0 \text{ (Adiabatique)} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial T_p^*}{\partial t^*}(x^* = 1) = 1 - F(t^*)T_p^*(x^* = 1) - \frac{1}{Bi_p} \frac{\partial T_p^*}{\partial x^*}(x^* = 1) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial T_p^*}{\partial t^*} = Fo_p \frac{\partial^2 T_p^*}{\partial x^{2*}} \quad (2.15)$$

Avec les valeurs adimensionnées déterminées par :

$$x^* = \frac{x}{e_p} \quad (2.16)$$

$$T_p^* = \frac{T_p - T_l}{T_{p,stat} - T_l} \quad (2.17)$$

$$t^* = \frac{t}{\tau} = \frac{th_{stat}}{\rho_w C_{p,w} e_w} \quad (2.18)$$

Ce qui fait apparaître deux nombres adimensionnels caractéristiques d'une étude de conduction à travers une paroi, le nombre de Biot :

$$Bi_p = \frac{h_{conv,stat} \cdot e_p}{\lambda_p} \quad (2.19)$$

et le nombre de Fourier qui caractérise la part du flux de chaleur qui est transmise au corps à un instant donné (à un temps τ) par rapport à la chaleur stockée par ce corps :

$$Fo_p = \frac{\rho_w C_{p,w} e_w}{\rho_p C_{p,p} e_p} \cdot \frac{\lambda_p}{h_{conv,stat} e_p} = \frac{\alpha_p \tau}{e_p^2} \quad (2.20)$$

L'étude de Kawamura [54] (introduit dans l'état de l'art) permet la résolution de ce problème où un autre nombre sans dimension β est introduit qui correspond à la capacité thermique réduite de la paroi chauffée par celle du fluide. Il intervient dans le calcul de $F(t^*)$:

$$\beta = \frac{h_{stat} \cdot M_{th}}{\lambda_l \cdot \rho_l \cdot C_{p,l}} = Nu \cdot \frac{\rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w}{\rho_l \cdot C_{p,l} \cdot D_h} \quad (2.21)$$

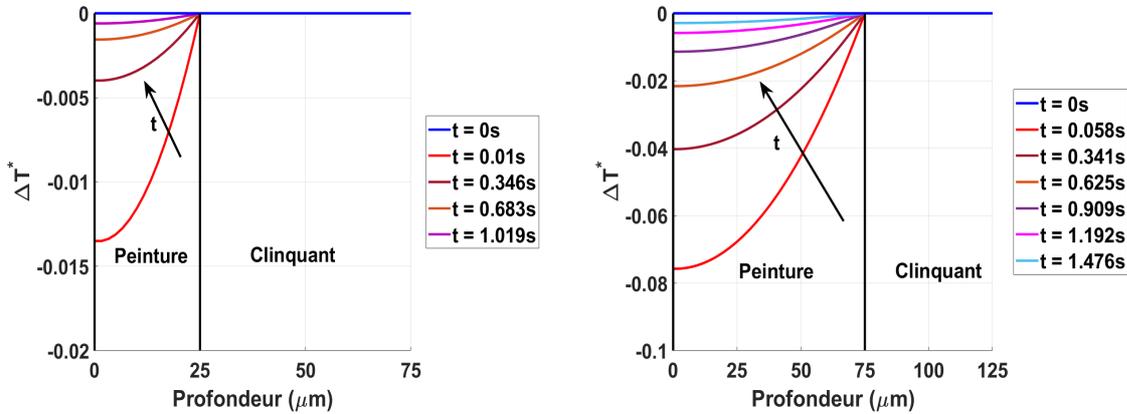
avec M_{th} la capacité thermique de la paroi calculée comme $M_{th} = \rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w$.

Elle représente ainsi la tendance du matériau à emmagasiner la chaleur et à la restituer au fluide. Plus la capacité thermique est grande, plus grande sera la quantité d'énergie échangée au cours d'une variation de la température de ce corps. Pour donner un exemple, pour une épaisseur de peinture de $50\mu\text{m}$, la capacité thermique de la peinture est de $90 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ tandis que celle du clinquant pour une épaisseur aussi de $50\mu\text{m}$ est de $198 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Si le régime est permanent alors h_{conv} est constant et $F(t^*)=1$ à chaque moment. Or Kawamura introduit un coefficient de transfert dépendant du temps qui tend vers cette valeur stationnaire et $F(t^*)=f(t^*)$. Cependant, l'hypothèse d'un coefficient de transfert h constant n'est pas correcte pour l'étude du régime en convection transitoire car il a tendance à surévaluer les résultats. C'est le h transitoire qui est retenu dans la suite. Ce coefficient h_{trans} tend vers un h stationnaire : h_{stat} qui est fixé dès le début dans le modèle.

Le moment où la peinture influence le plus le système est lorsqu'il y a un changement brutal de température, c'est à dire à l'apparition d'un changement brusque de température, comme aux premiers instants de chauffe ou lorsque l'ébullition se déclenche.

Du fait que le nombre de Biot n'est plus négligeable à travers l'épaisseur de la couche de peinture, il y a un gradient thermique à travers celle-ci, figure 2.34. Même si celui-ci est faible pour les fines épaisseurs, il reste une erreur commise sur la mesure de la température.



(a) Effet de l'épaisseur de peinture sur l'estimation de la température pour une faible épaisseur.

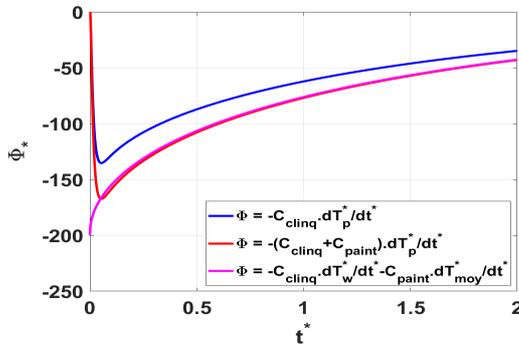
(b) Effet de l'épaisseur de peinture sur l'estimation de la température pour une forte épaisseur.

FIGURE 2.34 – Différence de température entre la température côté air et celle côté liquide ΔT^* à travers le dépôt de peinture pour 2 épaisseurs ($25\mu\text{m}$ en a) et $75\mu\text{m}$ en b)) pour $h_{stat}=1000\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

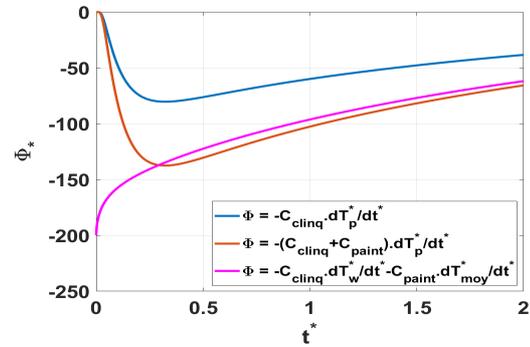
Les deux épaisseurs sont choisies car caractéristiques des dépôts des conditions expérimentales. L'épaisseur de $25\mu\text{m}$ est une couche de peinture optimisée et recherchée, alors qu'une épaisseur de $75\mu\text{m}$ correspond au cas où le dépôt n'est pas contrôlé. Il existe donc une différence entre la température de paroi et la température mesurée quel que soit le dépôt de peinture. Pour les faibles épaisseurs ($25\mu\text{m}$), cette différence reste tout de même faible avec un écart de température d'environ 1.5% au maximum en valeur absolue au bout de 10ms. Tandis que pour les dépôts de peinture plus importants ($75\mu\text{m}$), l'écart maximum atteint est de 8% en valeur absolue au bout de 58ms. C'est un temps suffisamment long pour modifier de façon significative la mesure.

La contribution Φ^* de l'inertie thermique de la partie solide (de même dimension que $\rho \cdot C_p \cdot e$) sont répartis selon trois niveaux croissants de précision dans son estimation (équation 2.22 et figure 2.35) et sont calculés comme :

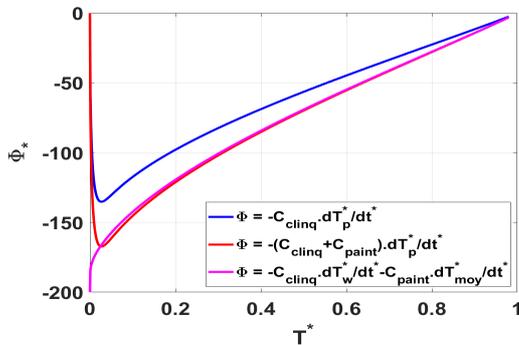
$$\left\{ \begin{array}{l} (1) \quad \Phi^* = -\rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w \cdot \frac{dT_p^*}{dt^*} \\ (2) \quad \Phi^* = -(\rho_w \cdot C_{p,w} \cdot e_w + \rho_p \cdot C_{p,p} \cdot e_p) \cdot \frac{dT_p^*}{dt^*} \\ (3) \quad \Phi^* = -\left(\rho_w C_{p,w} e_w \cdot \frac{dT_w^*}{dt^*} + \rho_p C_{p,p} \cdot \int_1 \frac{dT_p^*}{dt^*} dx^*\right) \end{array} \right. \quad (2.22)$$



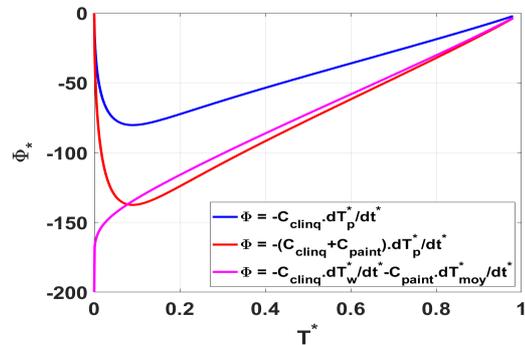
(a) Évolution de Φ^* pour une faible épaisseur de peinture.



(b) Évolution de Φ^* pour une forte épaisseur de peinture.



(c) Diagramme Φ^* - température à faible épaisseur de peinture



(d) Diagramme Φ^* - température à forte épaisseur de peinture

FIGURE 2.35 – Évolution de $\Phi^*(t^*)$ (a et b) et de $\Phi^*(T^*)$ (c et d) pour un coefficient de transfert $h_{conv,stat}=1000\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ pour 2 épaisseurs différentes de 25 et $75\mu\text{m}$ déterminé de 3 façons différentes .

Le cas (1) ne prend pas en compte l'effet de la peinture lors de la chauffe (figure 2.35, courbe en bleu). C'est ce flux qui était pris pour déterminer le flux de chaleur total avant de prendre en compte le dépôt de peinture. C'est le cas où l'erreur est la plus importante. En effet, au début, ce flux est égal à 0 ce qui implique alors que toute la puissance déposée égalerait le flux cédé au liquide. Cette estimation du flux sur-estime le flux réellement transmis au liquide.

En deuxième approximation, on prend en compte la capacité thermique de la peinture (2). C'est une approximation avec une légère erreur pour les faibles épaisseurs de peinture mais qui augmente avec celle-ci.

Enfin, le flux Φ^* (3) est calculé de façon à tenir compte de la capacité thermique du clinquant, celle de la peinture et d'un gradient de température à travers la couche de peinture. Pour les temps courts le flux est différent de 0, du fait qu'une partie du flux part dans la peinture. Ce flux est plus compliqué à déterminer car il y a une donnée manquante, à savoir la température côté liquide.

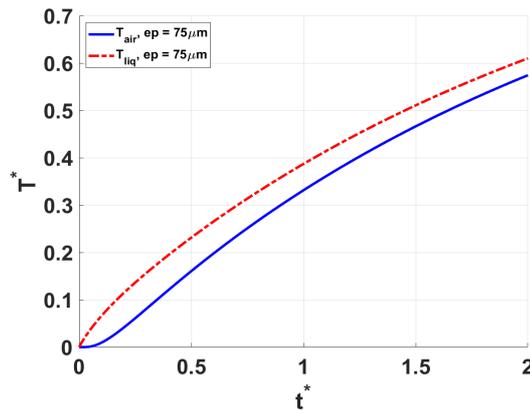


FIGURE 2.36 – Évolution de $T^*(t^*)$ pour un coefficient de transfert $h = 1000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour une épaisseur de $75 \mu\text{m}$.

Une étude sur ce paramètre est alors nécessaire pour un calcul du flux de chaleur précis. Plusieurs modèles sont testés pour retrouver la température côté liquide à partir de la température côté air en partant du principe que la température côté liquide est une exponentielle en fonction du temps de la forme : $1 - e^{-a.t}$ (solution quasi-stationnaire).

Or le dépôt de peinture perturbe cette mesure qui n'est alors plus une exponentielle simple et qui dépend de trop de paramètres, surtout au début de la chauffe (figure 2.36). Cependant, comme T_{air}^* est connue, il est intéressant de connaître l'évolution de la température de liquide en fonction de celle-ci, $T_{liq}^*(T_{air}^*)$. Or cette évolution peut être approchée par une fonction spéciale connue : la fonction W de Lambert (déduite à partir des résultats numériques). Cette fonction étant la réciproque de la fonction $f(w) = w.e^w$, c'est à dire que pour tous nombres complexes z et w , on a :

$$w = W(z) \iff z = w.e^w \quad (2.23)$$

Ainsi le modèle à résoudre est :

$$T_{air}^* = a.T_{liq}^*.e^{-b.T_{liq}^{*c}} \quad (2.24)$$

Avec a, b et c qui sont les paramètres recherchés et qui dépendent du coefficient de transfert stationnaire h_{stat} et aussi de l'épaisseur du dépôt de peinture e_p . Pour déterminer ces paramètres, des routines de régression (outils Matlab) résolvent l'équation :

$$T_{air}^* - a.T_{liq}^*.e^{-b.T_{liq}^*c} = 0 \tag{2.25}$$

Pour vérifier que notre modèle est correct, on calcule la RMSE (Root Mean Square Error) pour savoir si l'ajustement est bon pour chaque cas étudié. La RMSE est une statistique connue comme la racine de l'erreur quadratique moyenne. C'est une estimation de l'écart entre la composante aléatoire dans les données. C'est une valeur à minimiser et qui doit être proche de 0 pour considérer que l'ajustement est correct par rapport aux données étudiées. Ainsi, notre RMSE est bien proche de 0 (de l'ordre de 10^{-4} , figure 2.37) quel que soit le cas étudié. On considère alors toutes les prédictions comme étant suffisamment précises et le modèle robuste.

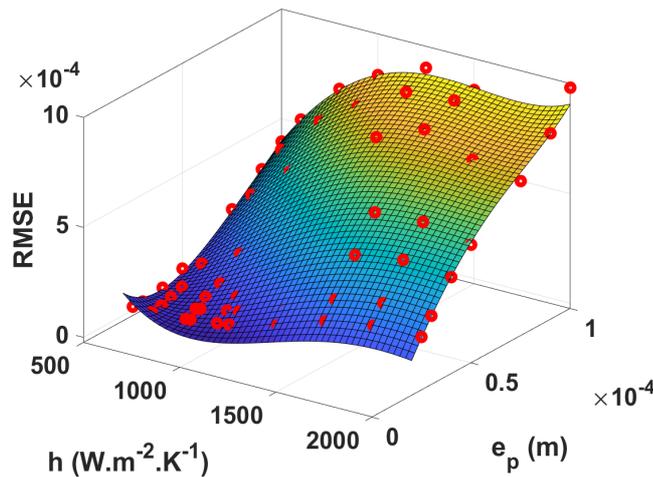


FIGURE 2.37 – Évolution de la RMSE pour différentes e_p et h_{stat} .

Une fois cette vérification faite, en prenant différents coefficients de transfert stationnaire h de 500 à $2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et plusieurs épaisseurs de peinture e_p de 20 à $100 \mu\text{m}$, il est maintenant possible d'obtenir une cartographie de chaque paramètre a, b et c solutions de l'équation $T_{air}^* - a.T_{liq}^*.e^{-b.T_{liq}^*c} = 0$:

— Le coefficient a dépend du nombre de Fourier qu'on approxime par $a = (1/(5 \cdot Fo)) + 1$. Ce qui revient à dire que :

$$\begin{cases} \text{Si } Fo \gg 1 \rightarrow a = 1, \text{ ce qui correspond bien aux faibles épaisseurs.} \\ \text{Si } Fo \ll 1 \rightarrow a \rightarrow \infty, \text{ ce qui correspond aux fortes épaisseurs où } a \text{ perturbe le plus } T_{liq}^*. \end{cases}$$

— Le coefficient b est un paramètre homogène à T^{-c} qui doit tendre vers 0 pour les faibles épaisseurs pour faire tendre l'exponentielle vers 1 et respecter l'équation puisque $\lim_{e_p \rightarrow 0} T_{air} = T_{liq}$. Elle correspond au cas où l'écart entre les deux côtés est le plus fort et qui nous informe donc sur le temps de conduction à travers l'épaisseur de peinture. Ainsi $b = 3.078 \cdot (-\min(\Delta T^*))^{1.451}$

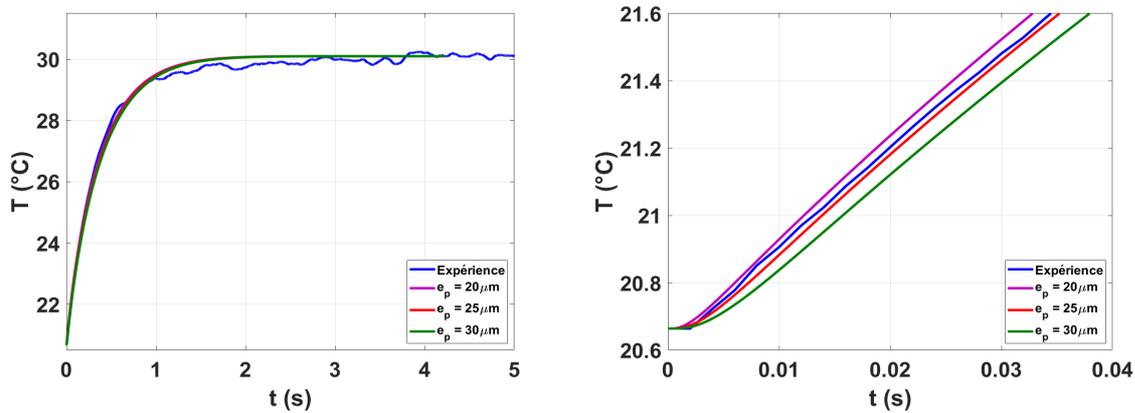
— Le coefficient c est un paramètre qui doit être homogène à l'unité du paramètre b . Ce qui signifie que c doit être proche de -1.45.

Il est donc possible à l'aide de 3 paramètres connus de déterminer la température côté liquide en connaissant la température côté air. On s'intéresse alors à l'application de ce modèle au cas expérimental pour le valider.

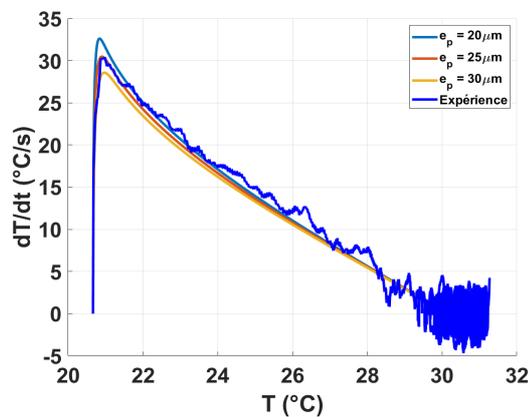
2.6.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Pour chaque nouvelle section d'essai, des tests en convection transitoire ont été réalisés pour permettre de calibrer les paramètres précédents. Une puissance est alors imposée suffisamment longtemps pour atteindre la température stationnaire, cela pour plusieurs débits, puissance imposée et donc plusieurs h_{stat} . Dans le but de vérifier notre modèle, on considère seulement un cas test qui servira de référence, où le débit est imposé à $0.15\text{l}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une température initiale de fluide à 20.5°C pour un créneau de puissance imposée à 15W pendant 110s . Les épaisseurs ainsi déterminées seront ensuite appliquées aux autres tests comme vérification.

La température réduite du modèle numérique T^* est redimensionnée en prenant une température stationnaire et un coefficient de transfert stationnaire h_{stat} similaires à ceux mesurés lors de l'expérience. Ensuite, les résultats expérimentaux avec le modèle numérique pour plusieurs épaisseurs sont comparés ; l'épaisseur de la couche de peinture déposée sur le clinquant n'est pas connue lors des tests, figure 2.38a et 2.38b).



(a) Évolution de la température en fonction du temps (b) Évolution de la température aux temps courts

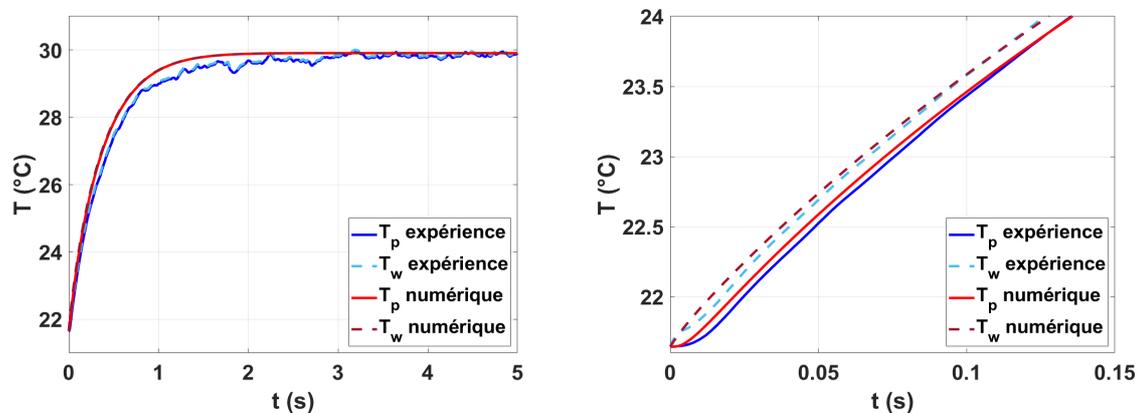


(c) Gradient de température en fonction de la température

FIGURE 2.38 – Comparaison de l'évolution de la température côté air (a) et (b) et de la dérivée temporelle de la température (c) selon le modèle numérique et les résultats expérimentaux dans le but de déterminer une épaisseur moyenne du dépôt de peinture.

Finalement, le modèle numérique est très proche des résultats expérimentaux que ce soit au niveau de la température (Figure 2.38a et 2.38b) ou du gradient de température (Figure 2.38c). La phase transitoire du début de la chauffe que l'on arrive à capturer correctement est bien retranscrite. Comme la courbe expérimentale est comprise entre la courbe avec l'épaisseur de $20\mu\text{m}$ et celle de $25\mu\text{m}$, on fait l'hypothèse que l'épaisseur de la couche de peinture pour cette section d'essai est de minimum $25\mu\text{m}$. C'est l'épaisseur qui est attendue avec la nouvelle méthode d'application de peinture. Comme elle est assez faible, le système est peu perturbé tout en permettant d'atteindre l'émissivité maximale pour avoir des mesures précises. En prenant cette épaisseur et le modèle décrit plus haut, il est maintenant possible de déterminer la température côté liquide, figure 2.39a et 2.39b.

Aux premiers instants, le modèle n'arrive pas à suivre et la température de paroi T_w est éronnée. Ceci est dû au fait que la température côté air est quasi-constante au début, ce qui ne permet pas au modèle de suivre la réelle évolution de la température de liquide. Cependant, la température déterminée rattrape rapidement le modèle numérique. Le flux de chaleur peut alors être déterminé. La mise en place du modèle est testée sur une section d'essai où l'épaisseur de peinture est un peu plus importante et estimée à $35\mu\text{m}$. Le suivi par le modèle est tracé sur la figure 2.39.



(a) Évolution de la température en régime monophasique (b) Évolution de la température aux temps courts

FIGURE 2.39 – Comparaison de l'évolution de la température côté liquide et de la température côté air selon le modèle numérique et les résultats expérimentaux pour une épaisseur de $35\mu\text{m}$.

Sur la courbe 2.40a, le coefficient de transfert stationnaire h_{stat} tend vers la même valeur numérique et expérimentale, ce qui permet de vérifier qu'on compare bien le test dans les mêmes conditions.

L'accès à la température de paroi côté liquide permet maintenant de calculer le flux de chaleur transmis au fluide de manière précise, figure 2.40b. Les flux qui ne prennent pas en compte le gradient de température à travers la peinture ne modélisent pas correctement le flux de chaleur réel, même si pour des épaisseurs de dépôt faible, l'erreur tend rapidement vers 0 (figure 2.40b). Le modèle numérique et les résultats expérimentaux sont en accord, ce qui permet d'estimer correctement le flux de chaleur qui sera dorénavant corrigé pour toutes les campagnes d'essais.

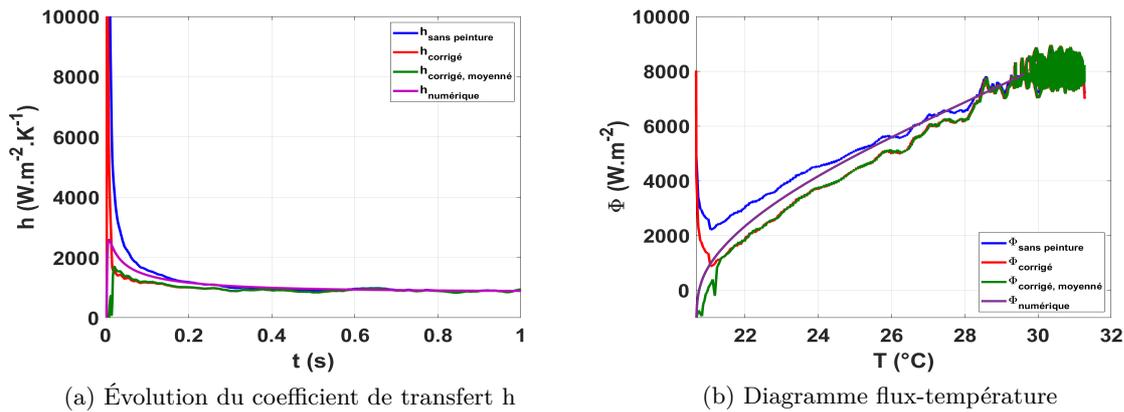


FIGURE 2.40 – Étude du flux de chaleur déterminés selon plusieurs méthodes de calcul.

2.6.3 Reproductibilité

Lors de chaque première utilisation d'une nouvelle section d'essai, des tests en convection forcée ont été enregistrés pour pouvoir appliquer la méthode décrite précédemment sur la température mesurée. Pour savoir si l'épaisseur de la couche de peinture sur la zone d'intérêt est uniforme, on vérifie sur un essai caractéristique de convection forcée (figure 2.41.a) que les températures mesurées à des hauteurs différentes du clinquant ont une évolution similaire.

La figure 2.41.b) qui est un zoom de la figure 2.41.a) montre que chaque évolution de température, prise à 0.8cm de distance entre elles sur une longueur totale de 5cm, ont une évolution quasiment identique dans la hauteur. Le gradient de température mesurés par la caméra infrarouge sur les temps courts ($10^{-1}s$) l'est également. L'hypothèse que l'épaisseur de peinture est homogène selon la hauteur est ainsi vérifiée. Le bilan d'énergie est donc corrigé au cas par cas selon la section d'essai et les dépôts de peinture sont estimés entre 35 et $38\mu m \pm 5\mu m$, figure 2.42.

Comme toutes les sections d'essais ont un clinquant différent dû au fait que les campagnes sont destructives, il existe des variations sur les mesures. Cet écart vient principalement de l'état de surface du clinquant et de ses laminures plus ou moins larges selon la fabrication. Les phénomènes d'apparition de l'ébullition étant très sensibles à la rugosité de la paroi, les sites de nucléations vont changer pour chaque montage et influencer l'apparition de l'ébullition.

La section d'essai 6, SE₆ à une épaisseur de $100\mu m$ car elle a été conçue avec les méthodes non optimisées pour le dépôt de peinture.

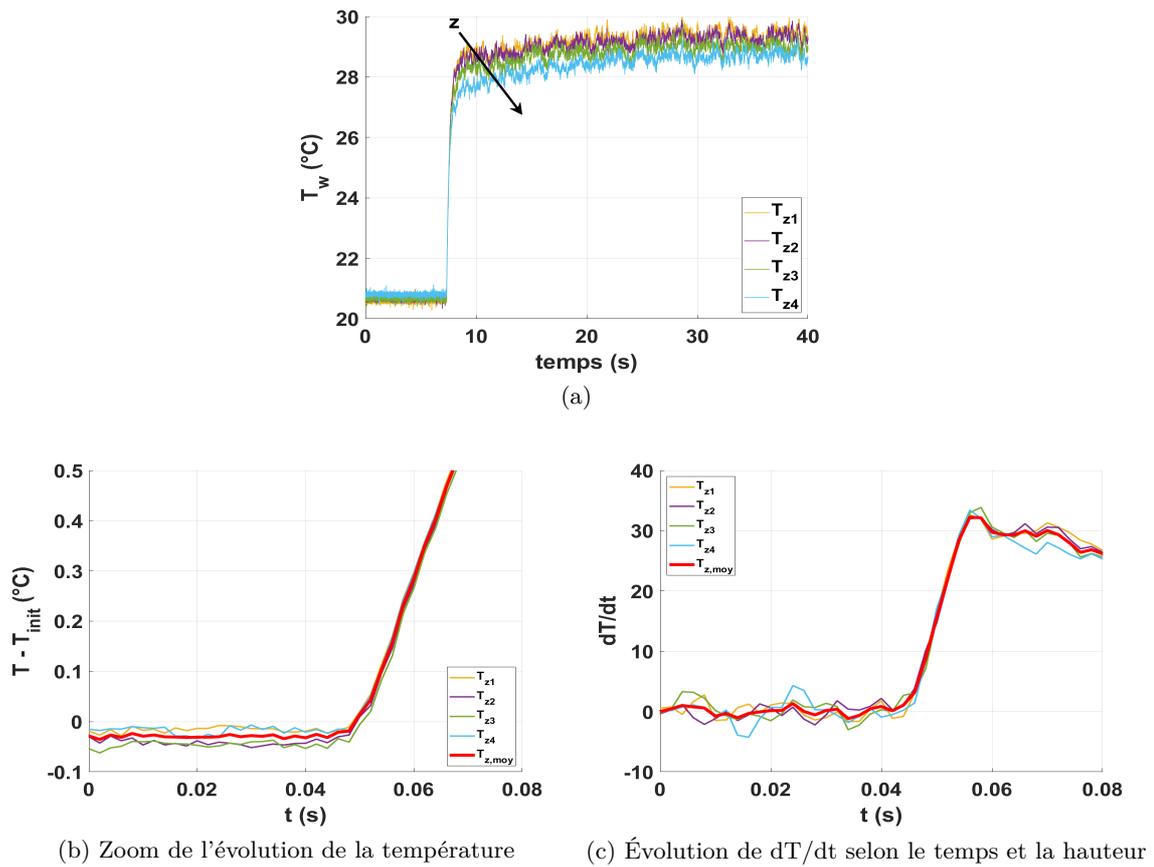


FIGURE 2.41 – Évolution caractéristique de la température et de la dérivée selon le temps et la hauteur pour un test en convection forcée.

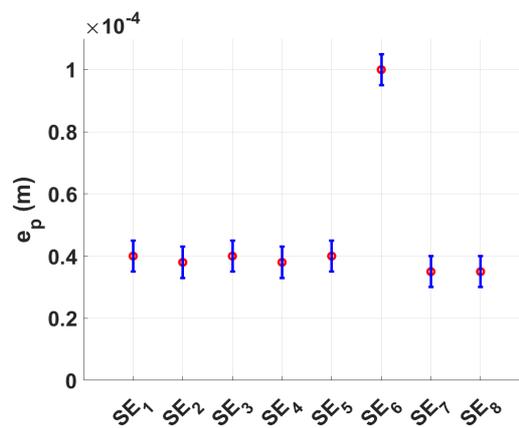


FIGURE 2.42 – Épaisseur de peinture estimée avec le modèle de Kawamura [54]

2.7 Bilan d'énergie du système

Pour étudier les transferts de chaleur, il faut connaître le flux de chaleur de la paroi vers le liquide. Or ce flux se déduit de nos mesures en évaluant plusieurs contributions présentes dans l'expérience que se soit du terme source amené par l'effet Joule ou de la convection naturelle ou forcée, de la conduction ou encore du rayonnement.

En prenant en compte, l'étude sur la peinture et ses propriétés thermiques, sa masse thermique est maintenant ajoutée au bilan des flux de chaleur. Enfin, les conductions axiale et azimutale pour les différents régimes d'ébullition ont été déterminées. Chaque partie du flux de chaleur est estimée dans le but de connaître les ordres de grandeurs pour simplifier le bilan thermique.

2.7.1 Flux généré par effet Joule

La puissance \mathcal{P} générée par effet Joule est connue dans le clinquant, à l'aide de l'intensité I traversant le clinquant et de la tension U mesurée à ses bornes. Le flux surfacique Φ_{gen} dans le clinquant fourni par l'effet Joule s'écrit :

$$\Phi_{gen} = \frac{UI}{S} \quad (2.26)$$

Cependant, la surface S n'est pas égale à la surface totale du clinquant, en effet certaines parties sont collées aux plaques de quartz sur une largeur de plaques l_q de 4.4mm et la mesure se fait entre 2 bornes espacées d'une longueur $L=8.5$ cm. Lors du montage de l'expérience, Visentini [99] a choisi d'utiliser des plaques de quartz avec une conductivité thermique faible ($1.3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), ce qui implique un point chaud au niveau de la frontière entre le clinquant et le quartz (figure 2.43).

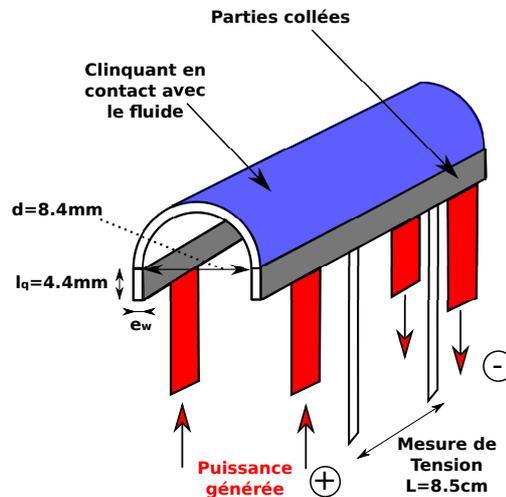


FIGURE 2.43 – Schéma pour le calcul du flux généré par effet Joule dans le clinquant.

Des simulations COMSOL ont permis de montrer que le flux traversant cette frontière n'est que de 0.4% du flux généré dans le clinquant. Le flux généré dans les parties collées aux plaques a donc tendance à partir dans ces parois plutôt que vers le liquide. Pour cette raison, pour calculer le flux de chaleur généré par effet Joule dans le clinquant, il suffit de connaître la quantité de puissance dans le clinquant en contact avec le liquide en évaluant le rapport entre la surface de la partie collée et la surface totale :

$$\Phi_{CL} = UI \cdot \frac{S_{CL}}{S_{Tot}} \quad (2.27)$$

Avec S_{CL} la surface du clinquant en contact direct avec le fluide et S_{Tot} la surface qui prend en compte en plus les parties collées aux quartz. Ainsi le flux généré dans notre clinquant s'écrit :

$$\Phi_{gen} = \frac{U.I}{S_{Tot}} \quad (2.28)$$

$$S_{CL} = \pi.R.L \quad (2.29)$$

$$S_{Tot} = 2.l_q.L + S_{CL} \quad (2.30)$$

2.7.2 Chaleur sensible du solide clinquant-peinture

Le métal utilisé est très résistif et est un bon conducteur. Il est donc nécessaire de prendre en compte une inertie thermique calculée avec les variations temporelles de température dans le clinquant. Aussi, avec l'étude menée dans la partie précédente, la peinture est également à prendre en compte dans le bilan d'énergie. Ce flux surfacique s'exprime comme :

$$\Phi_{inertie} = - \left(\rho_w C p_w e_w \cdot \frac{dT_w(t)}{dt} + \rho_p C p_p \cdot \int_{e_p} \frac{\partial T_p(x,t)}{\partial t} dx \right) \quad (2.31)$$

2.7.3 Flux radiatif

Les échanges radiatifs entre la surface du corps et son environnement, que se soit côté fluide ou côté air, sont bien estimés. Le système que l'on étudie est un demi-cylindre, il y a donc une partie concave et donc de l'auto rayonnement qui correspond à la partie en contact avec l'air, zone où l'émissivité est proche de celle d'un corps noir. Il faut alors déterminer le facteur de forme de la géométrie, indépendamment de la longueur d'onde pour connaître la fraction du flux rayonné.

On utilise une méthode statistique pour le calcul des facteurs de formes entre 2 surfaces. Le principe de la méthode est de prendre de manière aléatoire une série de rayons issus de la surface 1 et de déterminer la quantité de rayons de cette série qui arrivent sur la surface 2. Le facteur de forme est ensuite déterminé grâce à la proportion de rayons impactant la surface par rapport au nombre total de rayons lancés. C'est la méthode du lancer de rayons.

Plus il y aura de lancers de rayons plus le résultat sera précis. Ce qui, représenté sur un schéma pour notre système en 2D, donne la figure 2.44

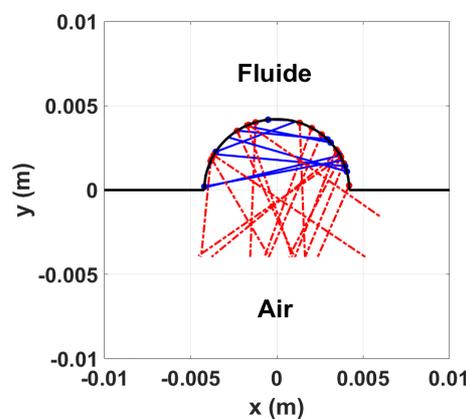


FIGURE 2.44 – Tir aléatoire pour déterminer la part du flux radiatif réabsorbé du fait de la géométrie concave.

Ainsi le facteur de forme $f_{1,2}$ tend vers 0.65 pour cette géométrie concave. Cela correspond à la part du flux radiatif échangé avec l'extérieur. Le facteur de forme $f_{1,1}$ tend vers 0.35, cela correspond à la part du flux radiatif échangé vers lui-même.

Étant donné que le clinquant est peint avec une peinture noire côté air (pas d'émission, d'absorption, de diffusion du rayonnement) pour augmenter l'émissivité, il est nécessaire de calculer les pertes par rayonnement. En prenant en compte le facteur de forme, la perte de flux radiatif s'écrit donc

$$\Phi_{\text{radiatif},1} = \sigma_{SB} (T_w^4 - T_{\text{amb}}^4) \cdot \frac{\epsilon}{1 + \epsilon \cdot \frac{f_{11}}{f_{12}}} \quad (2.32)$$

et la partie rayonnée sur le clinquant s'écrit

$$\Phi_{\text{radiatif},2} = \sigma_{SB} (T_w^4 - T_{\text{amb}}^4) \cdot \frac{\epsilon}{1 + \epsilon \cdot \frac{f_{12}}{f_{11}}} \quad (2.33)$$

Avec $\epsilon = 0.94$ l'émissivité de la peinture côté air et $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann. Pour une température ambiante de 20°C et une température de paroi de 200°C caractéristique de la phase d'ébullition en film par exemple, le flux radiatif est de $1500 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$. Le flux radiatif entre le clinquant et le fluide n'est pas pris en compte, du fait de l'émissivité de l'acier inoxydable $\epsilon = 0.2$.

2.7.4 Flux conductifs axiaux et azimutaux

Une partie du flux correspond à de la conduction axiale et azimutale. Elle est calculé de la manière suivante en prenant en compte la conduction latérale. Ce flux s'écrit comme :

$$\Phi_{\text{conductif}} = e_w \lambda_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial y^2} \right) \quad (2.34)$$

Dans notre cas, on a un champ de température pris sur une image qui n'est pas une fonction continue. C'est une fonction discrète sur laquelle un filtre Laplacien est appliqué. Numériquement, l'opérateur Laplacien s'écrit comme :

$$\nabla_9^2 u_{ij} = \frac{1}{6h^2} [u_{i-1,j-1} + 4u_{i-1,j} + 4u_{i+1,j} + u_{i+1,j+1} - 20u_{i,j} + u_{i,j-1} + 4u_{i,j-1} + 4u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1}] \quad (2.35)$$

Le produit de convolution de l'image et des opérateurs linéaires suivant de taille 3x3 (figure 2.45.) font office d'approximation de l'opérateur Laplacien.

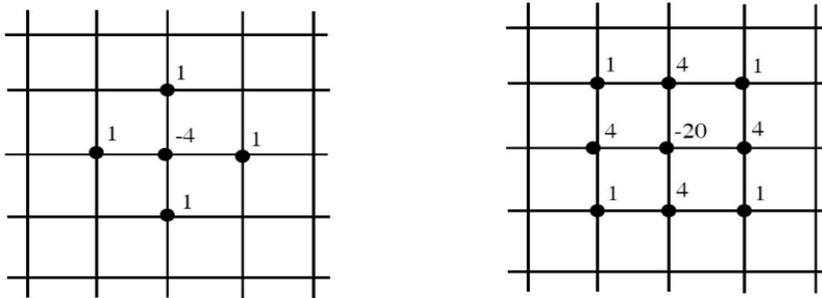


FIGURE 2.45 – Opérateur linéaire pour le calcul de l'opérateur Laplacien.

2.7.5 Flux transféré par convection naturelle

Le flux de chaleur transféré par convection naturelle est négligé, du fait que le nombre de Grashof ($Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L_c}{\mu}$) qui caractérise ce régime est de l'ordre de $1-3 \cdot 10^7$ donc la convection naturelle est laminaire. Pour donner une estimation de ce flux, sur une plaque verticale le nombre de Nusselt moyen est calculé comme $Nu = 0.478 Gr_L^{0.25}$, ce qui donne un flux de l'ordre de 100 à 400 $W \cdot m^{-2}$, bien inférieur aux autres flux de chaleur en présence.

2.7.6 Flux total

Le flux surfacique finalement transmis au réfrigérant Φ_w s'écrit

$$\Phi_w = \Phi_{gen} + \Phi_{inertie} - \Phi_{radiatif,1} + \Phi_{radiatif,2} + \Phi_{conductif} \quad (2.36)$$

Chaque partie est comparée pour vérifier les termes qui sont négligeables.

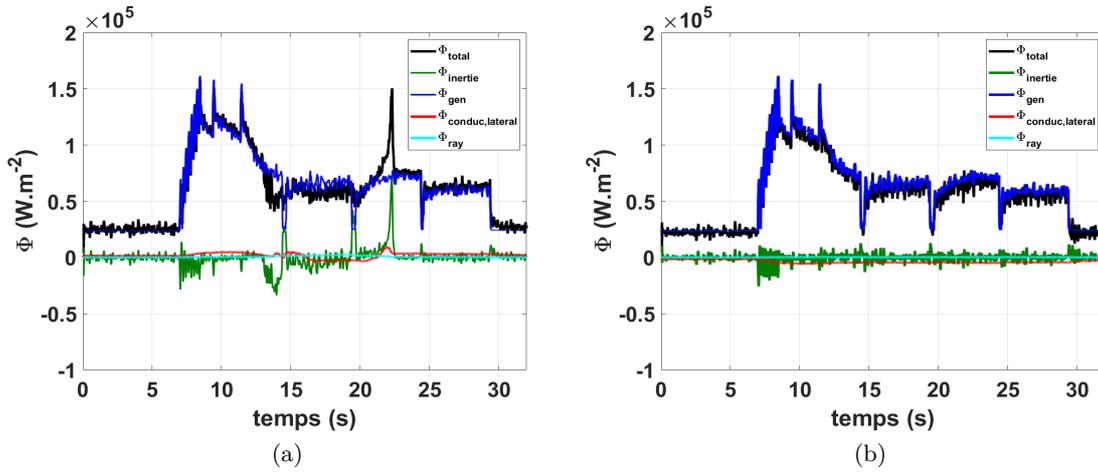


FIGURE 2.46 – Flux de chaleur lorsqu'on a) déclenche l'ébullition en film et b) reste en ébullition nucléée.

On remarque sur la figure 2.46 que chaque terme est bien proche de 0 au début, du fait qu'on ne génère pas encore de puissance et que la température est bien homogène partout dans le clinquant. Une fois que l'on commence à chauffer, tous les flux augmentent mais les flux radiatifs et conductifs sont bien négligeables par rapport au flux généré et à la variation temporelle de la température.

On écrit alors le flux total comme :

$$\Phi_w = \Phi_{gen} - \left(\rho_w C_{p,w} e_w \cdot \frac{dT_w(t)}{dt} + \rho_p C_{p,p} \cdot \int_{e_p} \frac{\partial T_p(x,t)}{\partial t} dx \right) \quad (2.37)$$

Mais comme on ne connaît pas pour chaque régime d'ébullition la température du côté du liquide et lorsque l'épaisseur de peinture reste faible, on écrit le flux de chaleur Φ_w .

$$\Phi_w = \Phi_{gen} - (\rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} e_p) \cdot \frac{dT_p(t)}{dt} \quad (2.38)$$

2.7.7 Synthèse

Un bilan d'énergie du système expérimental est déterminé de manière à prendre en compte l'ensemble des transferts. Il est ainsi possible de calculer le flux de chaleur transmis au fluide, ce qui dans la suite de notre étude permettra de modéliser l'écart de température paroi-fluide en fonction de la température.

2.8 Incertitudes et mesures

Une analyse des incertitudes commises sur les mesures pour déterminer le flux de chaleur est importante pour quantifier les erreurs due à l'expérience. Ces incertitudes de mesure proviennent en premier lieu des appareils de mesure électronique comme le capteur à effet Hall et le voltmètre. Cependant Baudin [8] a montré que ces incertitudes sur la mesure de puissance en sortie de l'alimentation restent faibles et sont de l'ordre de 0.1%. Mais c'est la perte de tension à travers les petites extensions du clinquant qui génèrent des plus fortes incertitudes, de l'ordre de 2%. Or un des principaux apports dans le bilan d'énergie est le flux généré par effet Joule $\Phi_{gen}=U.I/S$. L'incertitude se calcule alors comme :

$$\frac{\Delta\Phi_{gen}}{\Phi_{gen}} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta l}{l} \quad (2.39)$$

Une autre partie de l'erreur commise peut venir de la géométrie et de la reproductibilité de la mise en place de l'expérience. Ce fut une partie de la thèse de Baudin [8], de créer une chaîne de montage qui minimise ces incertitudes. À l'aide d'un patron pour découper tous les clinquants de la même façon, la longueur de chauffe L est considérée comme étant toujours constante. En ce qui concerne la longueur de la bande collée aux plaques de quartz, l , elle est de l'ordre de 4.4mm de largeur avec une incertitude de l'ordre de 2%. L'incertitude absolue est finalement de 2.5% sur le flux généré.

L'autre partie du bilan d'énergie porte sur le terme inertiel qui dépend de la température mesurée par la caméra infrarouge. L'erreur n'est pas directement due à la mesure car les corps noirs utilisés sont précis à $\pm 0.01^\circ\text{C}$ dans leur gamme de température. L'incertitude vient ici de l'étalonnage de la caméra à basse ou haute température ($<$ ou $>$ à 100°C). Avec le bruit de mesure, si les niveaux mesurés par la caméra infrarouge ont une variation de 10 niveaux autour de la mesure alors l'incertitude va dépendre de la dynamique choisie lors de l'étalonnage (figures 2.47a et 2.47b).

En effet, on adapte l'étalonnage selon les régimes étudiés. La dynamique de mesure s'en trouve alors modifiée et les incertitudes de mesure aussi. Pour les basses températures, l'incertitude est au maximum de 0.4°C à 20°C . Pour les étalonnages aux hautes températures, l'incertitude est plus importante aux faibles températures, néanmoins dans ce cas, ce n'est pas cette gamme de température qui est importante pour les régimes étudiés. Cette erreur de mesure décroît fortement et l'incertitude n'est plus que de 0.8°C au maximum à 100°C .

Dernier point, il y a une incertitude sur l'épaisseur de peinture. Avec la méthode pour déposer la peinture sur le clinquant, l'épaisseur de peinture a été estimé à $35\mu\text{m} \pm 5\mu\text{m}$. Ce qui engendre une erreur de l'ordre de 3% maximum sur la masse thermique du système.

Finalement, l'incertitude absolue sur le flux de chaleur vers le liquide s'écrit comme :

$$\frac{\Delta\Phi_w}{\Phi_w} = \frac{\Delta\Phi_{gen}}{\Phi_{gen}} \cdot \frac{\Phi_{gen}}{\Phi_w} + (\rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} \Delta e_p) \frac{\Delta(dT_w/dt)}{\Phi_w} \quad (2.40)$$

L'incertitude absolue sur le flux généré est de 2.5%. Selon le régime, l'incertitude est donc inférieure à 5% sur le flux de chaleur lors des essais stationnaires. En régime transitoire, l'erreur

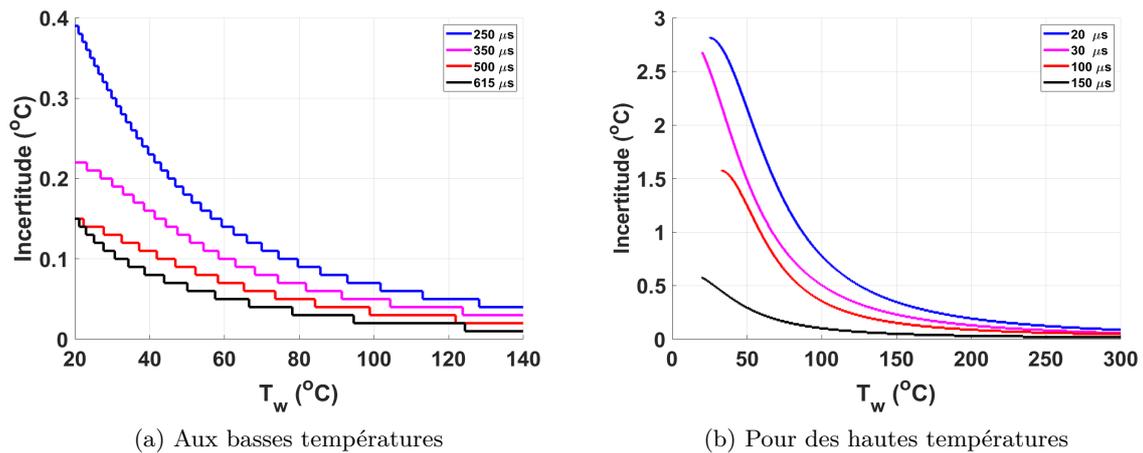


FIGURE 2.47 – Incertitude sur la température pour une variation de 10 niveaux IR à basse et haute température pour différents temps d’intégration de la mesure infrarouge.

sur la dérivée de la température est inférieur à $2K.s^{-1}$, on estime l’incertitude absolue sur le flux de chaleur au maximum à 7%.

Filtrage des données

Pour diminuer le bruit sur le signal de température (figure 2.48), un filtre passe-bas de Butterworth d’ordre 10 est mis en place avec une fréquence de coupure de 50Hz pour des données enregistrées à 500Hz.

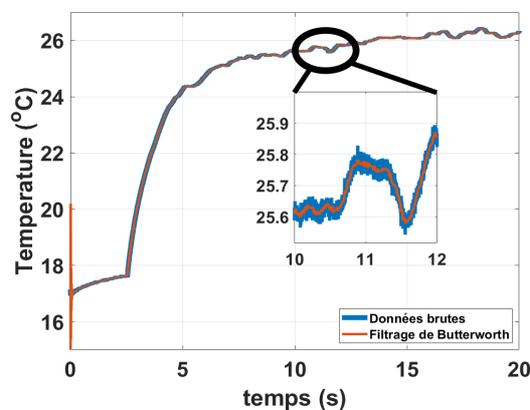


FIGURE 2.48 – Filtrage des données de température avec un filtre de Butterworth.

On applique également ce filtre sur la dérivée de la température (figure 2.49) pour pouvoir calculer le flux de chaleur déterminé avec le bilan d’énergie. Le bruit est donc atténué sans pour autant perturber la mesure. L’inconvénient est que cela engendre un signal transitoire au début et selon les cas étudiés, il est possible de seulement appliquer une moyenne glissante.

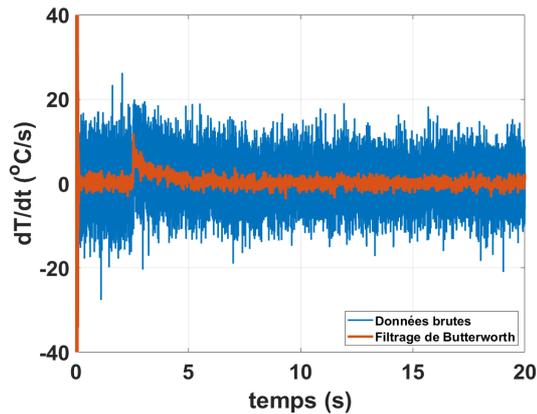


FIGURE 2.49 – Filtrage des données du gradient de température avec un filtre de Butterworth.

2.9 Protocole expérimental

De nombreux paramètres de notre expérience modèle influencent sensiblement l'apparition de l'ébullition sur la paroi (état de surface, sous-refroidissement, écoulement...). Des précautions sont alors prises pour que les essais soient reproductibles. En effet, tous les clinquants sont élaborés de la même façon avec un découpage selon un patron prédéfini, un collage des plaques de quartz et un pliage qui est fait à l'aide d'un rail qui les maintiennent. La géométrie admet très peu de changement d'une section d'essai à l'autre. On place alors ce clinquant dans la section d'essai puis dans la boucle hydraulique. Étant donné que le HFE7000 peut dissoudre une grande quantité d'air, la boucle est tirée au vide pour enlever les traces d'air, sans la partie de la section d'essai qui ne peut pas supporter des écarts de pression à la pression atmosphérique trop importants. De plus, un bouilleur permet d'envoyer un fluide pur directement dans la boucle.

Il est à noter que certains tests à fortes températures détruisent la section d'essais. Un nouveau clinquant est monté à chaque fois, ce qui joue sur les variations entre les mesures obtenues.

Un châssis d'acquisition est installé pour récolter toutes les données lors des tests. Il permet également de contrôler l'expérience précisément.

2.9.1 Système d'asservissement et contrôle de la section d'essai

Dans le but de pouvoir totalement contrôler l'expérience, un code Labview a été développé (Version Labview15) sur un châssis CompactRIO sous 3 couches différentes qui communiquent entre elles. La partie FPGA (Field-Programmable Gate Array) qui permet de cadencer à haute fréquence et qui permet un contrôle optimal, la partie RT (Real Time) qui permet d'ordonner les différentes tâches et boucles du programme précisément et la partie Utilisateurs pour configurer les différents paramètres utiles et envoyer les commandes (Figure 2.50).

Le châssis CompactRIO 9035 possède plusieurs modules (un pour la lecture des données des thermocouples, un pour la lecture analogique des autres données et un dernier module pour générer des tensions et communiquer avec l'alimentation) et moyens de communication avec l'ordinateur. Ici c'est le port ethernet qui a été choisi. Pour plus d'informations techniques à propos du châssis, le lecteur peut se référer aux données du fabricant [2].

Il existe deux procédés pour obtenir les phénomènes de l'ébullition transitoire. La puissance peut être imposée ou bien la température peut être contrôlée.

— Le contrôle en puissance : souple dans sa mise en oeuvre, il suffit d'imposer une puissance

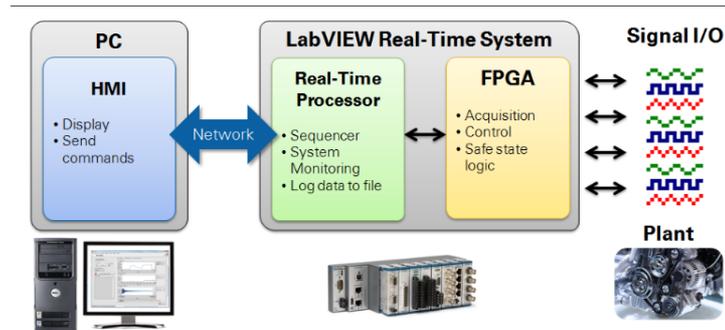


FIGURE 2.50 – Contrôle haute cadence.

directement avec une alimentation. Cependant, ce dispositif ne permet pas d'étudier toutes les phases de l'ébullition transitoire, notamment l'ébullition en film sur des temps longs.

- Le contrôle en température : dispositif efficace qui permet de stabiliser l'ébullition en film sur la paroi pour des températures raisonnables pour la section d'essai. Néanmoins, il est nécessaire de commencer les tests en ébullition nucléée pour s'affranchir du déclenchement de l'ébullition (la résistance du clinquant varie trop lentement avant l'ONB).

Un contrôle de signaux qui permet de telles études est la mise en place d'un système d'asservissement P.I.D. Un tel système relie un signal de commande $u(t)$ à un signal d'écart $\epsilon(t)$ qui est défini comme $\epsilon(t) = V_{cons} - V_{mes}(t)$ où V_{mes} est la valeur mesurée et V_{cons} est la valeur de consigne imposée. Deux régulateurs P.I.D sont alors utilisés pour contrôler l'alimentation électrique de la section d'essai.

Contrôle en puissance

Pour étudier l'ébullition transitoire, en premier lieu, la puissance est imposée sous forme de créneau. Cela permet d'étudier l'évolution de la température de paroi simplement puisque le flux généré par effet Joule est constant. Une consigne en intensité est alors imposée. Cependant, dans ce cas là, le signal de puissance n'est pas tout à fait stable car la résistance de la paroi augmente fortement pour les fortes températures.

D'où la mise en place d'un P.I.D de puissance avec des gains qui ont été déterminés expérimentalement et qui sont par défaut imposés à $P=6.3$, $I=0.05$, $D=0$. Ce P.I.D. est assez souple pour imposer des signaux de plusieurs types, figure 2.51.

Ainsi, des méthodes de régulation en puissance classique de type créneau ou rampe (Montée et Descente) ont été implémentés. En ce qui concerne l'exponentielle de puissance, elle est imposée de la forme $q=q_0 \exp(t/\tau)$, avec τ le temps caractéristique de l'exponentielle (en général pris entre 5 et 100 ms).

On différencie donc les cas stationnaires, les cas de transitoire lents et les transitoires rapides. Les cas stationnaires sont obtenus pour des flux générés par effet Joule faibles. En effet, pour des Φ_{gen} de l'ordre au maximum de $5 \cdot 10^4 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, ce sont les régimes monophasique ou d'ébullition nucléée qui prennent place où la température reste stable aux temps longs.

Lorsque les puissances imposées sont un peu plus importantes, la température n'est plus stable aux temps longs et continue d'augmenter.

Il est possible d'atteindre l'ébullition en film avec un flux généré Φ_{gen} important comme sur la figure 2.52 où un fort créneau de puissance est imposé pendant 2.5s.

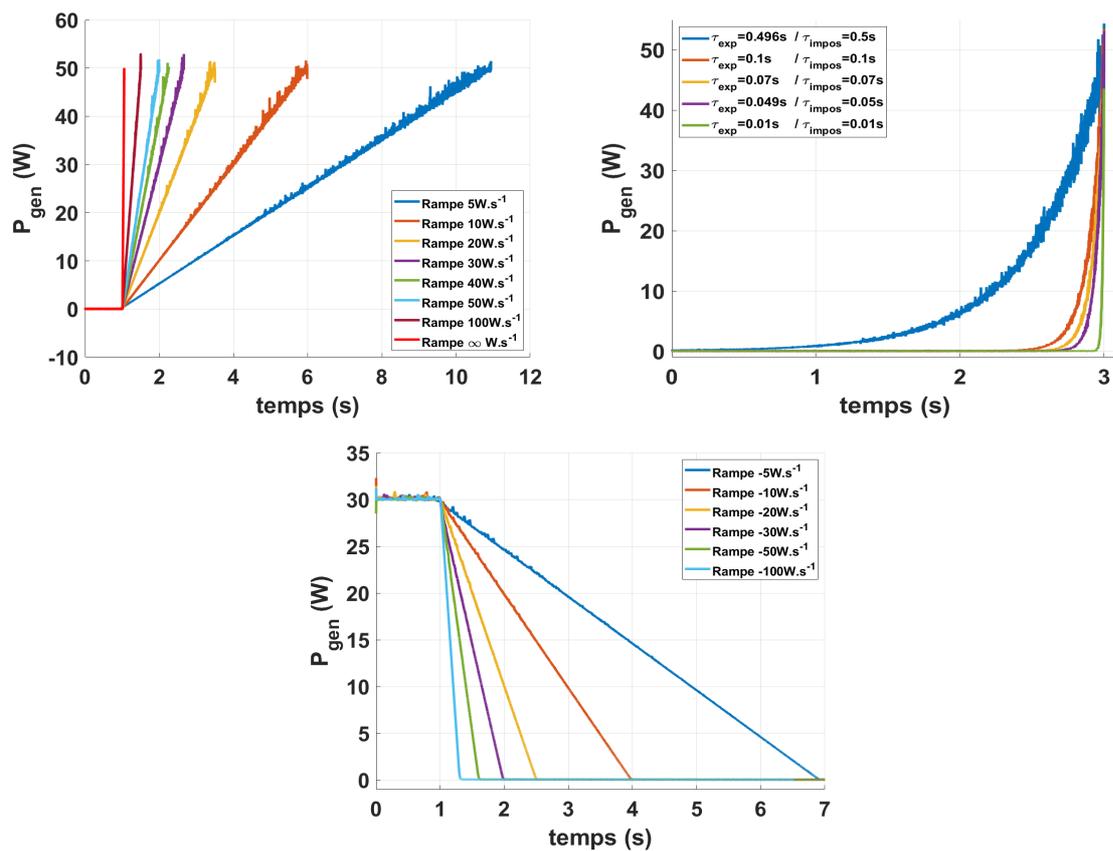
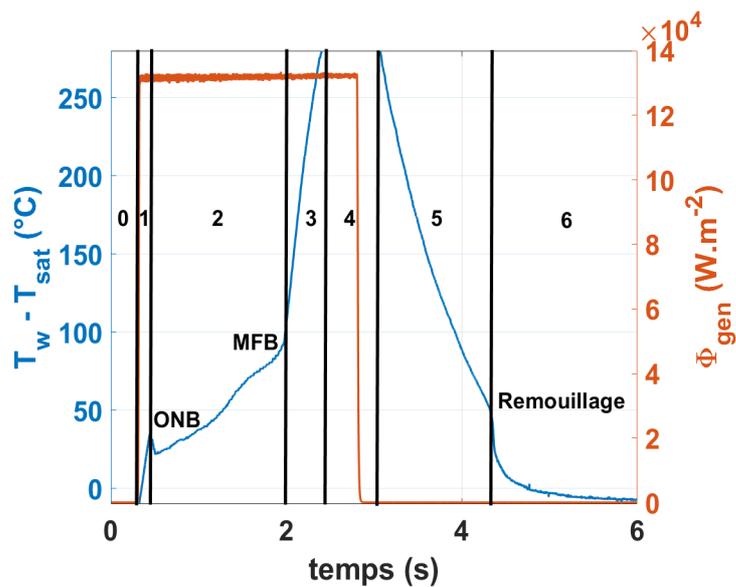


FIGURE 2.51 – Différents types de signaux imposés par le contrôle en puissance.

FIGURE 2.52 – Transitoire lent à puissance imposée pour un nombre de Reynolds = 13 500 et une température de liquide T_l de 25°C avec phase de saturation de la caméra.

La figure 2.53 montre quelques visualisations de la caméra rapide couplée à la caméra infrarouge pour ces différentes phases.

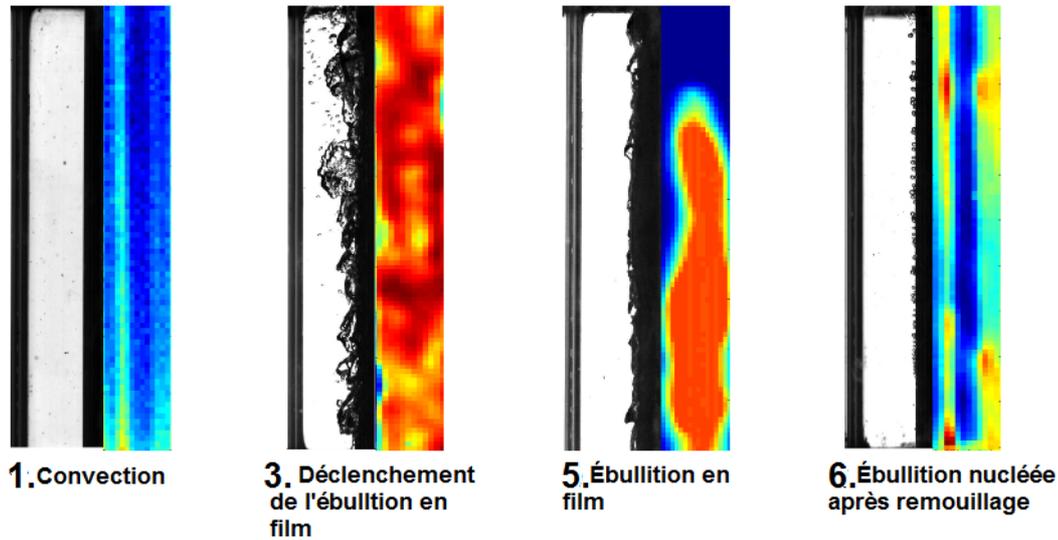


FIGURE 2.53 – Images obtenues avec la caméra Infra-Rouge et avec la caméra Rapide.

Tout d'abord, en phase 1, il y a le régime de convection transitoire qui est un régime monophasique qui tend vers une température constante, figure 2.53 a). La visualisation suivante montre le champ de température quelques dizaines de millisecondes après le déclenchement de l'ébullition (ONB), figure 2.53 b). Visuellement, il est difficile de différencier le régime d'ébullition nucléée et le régime d'ébullition en film lorsque l'écoulement est autant perturbé. Il y a une large gamme de tailles de bulles (de quelques centaines de microns au millimètre) à haute température. Seule la courbe d'ébullition permet de vérifier que ce régime observé sur la figure 2.53 b) correspond à l'ébullition en film pendant le chauffage, c'est la phase 3. La figure 2.53 c) montre le régime d'ébullition en film lorsque la température diminue (phase 5). Il y a une grande différence entre l'ébullition du film pendant le chauffage et pendant le refroidissement. Le film de vapeur est stable et épais, des vagues se déplacent dans le sens de l'écoulement principal de la section. Le transfert de chaleur transitoire dans un régime d'ébullition de film est particulièrement intéressant pour étudier le problème RIA dont l'intégrité de la gaine n'est plus assurée lors de ce régime. La figure 2.53 d) montre la fin de l'essai après le remouillage de la paroi avec l'ébullition nucléée (phase 6).

Pour de telles puissances imposées, l'établissement d'une ébullition en film lors de la phase 3-4 a pour conséquence d'augmenter très fortement la température de paroi. Il y a alors un danger pour la section d'essai, il devient nécessaire de couper la puissance sinon l'étanchéité peut ne plus être assurée. Or la connaissance du transfert de chaleur en fonction de la cinétique de chauffe est particulièrement intéressante pour la problématique du RIA lors de cette phase. Seul un contrôle en température permet une étude approfondie de ce régime d'ébullition.

Contrôle en température

Le P.I.D. relie le signal de commande $R(t, T)$ qui fait intervenir la puissance (proportionnelle à I^2) à un signal d'écart $\epsilon(t)$ qui est défini comme $\epsilon(t) = T_{cons} - T_{mes}(t)$ où T_{mes} est la température mesurée moyenne sur le clinquant et T_{cons} est la température de consigne imposée. Un schéma du principe d'asservissement est donné figure 2.54.

Pour connaître la température, deux méthodes ont été utilisées. Une avec un thermocouple placé directement sur le clinquant. Du fait du temps de réponse trop important du thermo-

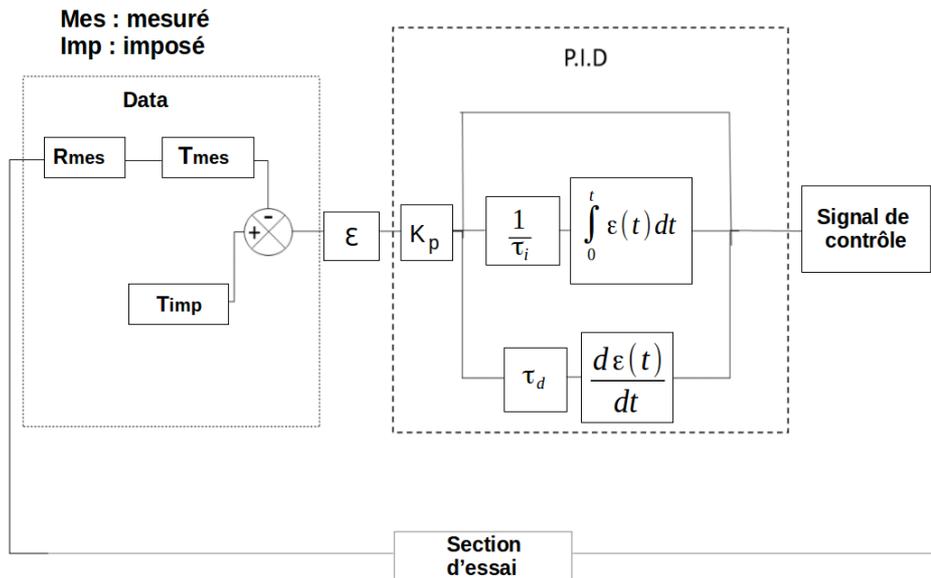


FIGURE 2.54 – Essai type avec un thermocouple.

couple et d'une erreur importante sur la température maximale d'une rampe (de l'ordre de 25 %, figure 2.55), une autre méthode sans retard, plus précise et non intrusive est mise en place à partir de la mesure de la résistance du clinquant. En effet, la résistance R du clinquant est une fonction linéaire de la température pour une gamme de température donnée, $R=R_o+(T_w - T_{ref}) \cdot a$, avec R la résistance du système, $R_o = 0,031 \Omega$ la résistance à la température de référence T_{ref} et a le coefficient de résistivité électrique $= 7,1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot K^{-1}$. Donc en contrôlant I , on contrôle la résistance R (U étant fixée) puis la température T , figure 2.56a.

Comme la résistance est une mesure directement liée au clinquant, le temps de réponse est quasiment instantané avec un écart faible sur la température maximale (inférieure à 5%). La figure 2.56b montre que la résistance lors des tests est bien linéaire avec la température pour des écarts de températures $T - T_{ref}$ inférieures à $30^\circ C$. Elle met aussi en évidence le retard du thermocouple par rapport à la caméra infrarouge, alors que le contrôle en résistance suit bien la rampe de température imposée. La régulation basée sur la mesure de la résistance est donc privilégiée.

Les gains du P.I.D. en température sont plus compliqués à déterminer que ceux du contrôle en puissance. En effet, ils dépendent de ce que l'on veut étudier. Pour des rampes de température, deux cas se distinguent :

Pour des transitoires très rapides ($> 100 K \cdot s^{-1}$), seul un gain Proportionnel suffit (entre 100 et 500, à ajuster selon les essais). Ce gain est aussi valable pour les créneaux de température.

En ce qui concerne les transitoires plus lents ($< 100 K \cdot s^{-1}$), d'autres gains sont nécessaires et sont imposés avec $P=2, I=0.003, D=1e9$.

Avec ce dispositif, la température peut être contrôlée lors de l'ébullition en film, figure 2.57.

On démarre par la phase 2 car il est nécessaire de commencer les tests lorsque l'ébullition

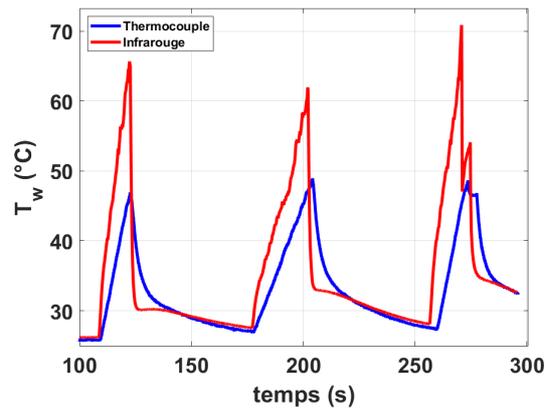


FIGURE 2.55 – Essai type avec un thermocouple.

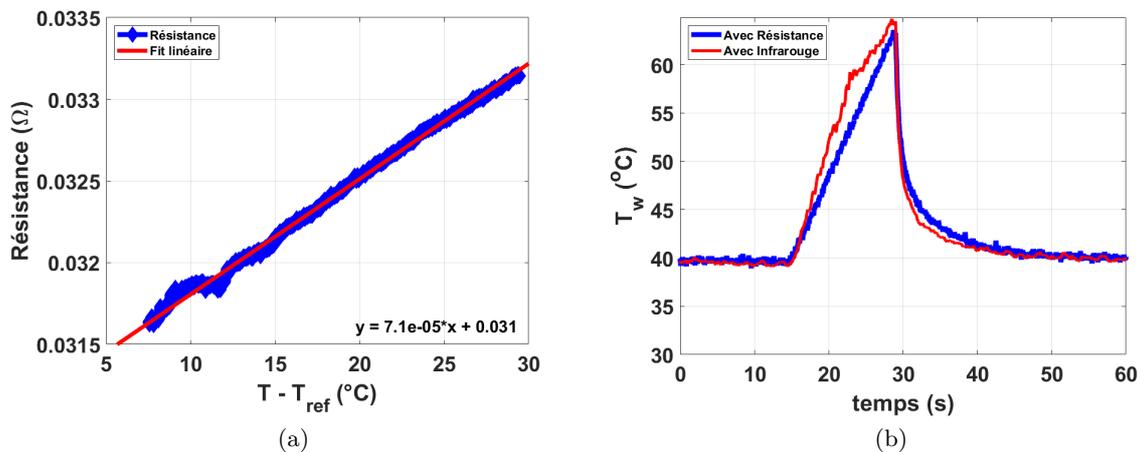


FIGURE 2.56 – a) Résistance en fonction de la température et b) essai type avec la résistance.

nucléée est apparue. Le P.I.D. n'arrive pas à suivre pour des températures trop faibles, l'évolution de la résistance de la paroi est trop faible pour ces températures. En augmentant petit à petit la température, le flux critique va être atteint et laisser place à l'ébullition en film (phase 3-4). Mais contrairement au contrôle en puissance, la température ne va plus diverger et va rapidement atteindre un palier. L'ébullition en film se stabilise alors sur plusieurs secondes (phase 4-5) sans obligatoirement arrêter l'essai. Ensuite, la température rediminue et le liquide remouille en laissant place à de l'ébullition nucléée sur la paroi (phase 6).

Dans ce cas-là, le flux généré n'est plus du tout constant et admet des chutes brutales de puissance pour pouvoir correctement suivre les consignes en température et maintenir cette ébullition en film. Le seul moyen pour le P.I.D. de faire diminuer la température est de remettre la puissance à la valeur de consigne qui correspond au minimum que l'alimentation puisse imposer.

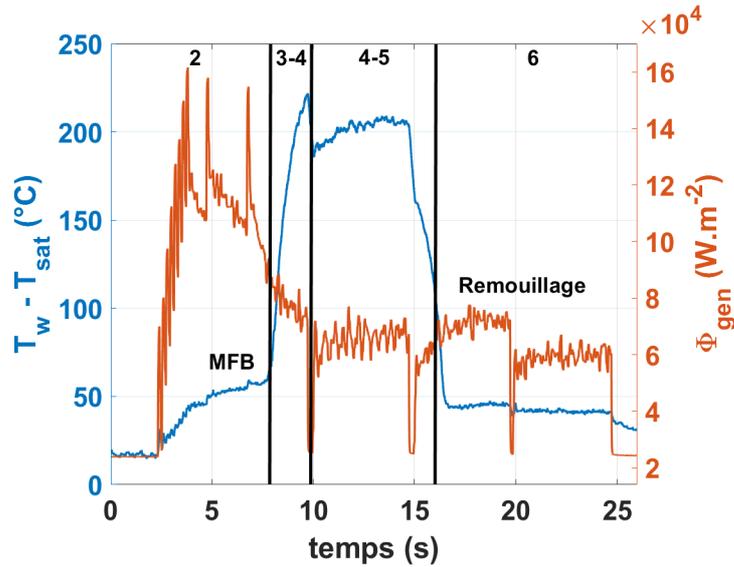


FIGURE 2.57 – Contrôle de la température pendant une ébullition en film pour une débit de $0.11.s^{-1}$ et une température de liquide T_l de $25°C$ (évolution de la température moyenne sur la hauteur du clinquant).

2.10 Conclusion

Afin d'étudier l'accident d'insertion de réactivité (RIA), une expérience simulant un crayon de combustible a été construite à l'IMFT (Visentini [99]) dans le but d'étudier l'ébullition transitoire pour chaque régime. Cette expérience respecte avec une bonne similitude les phénomènes dans un réacteur nucléaire mais avec des compromis.

La géométrie semi-annulaire permet un accès optique pour la caméra infrarouge. Les mesures du champ de température ne sont donc pas perturbées permettant l'accès aux résultats avec une bonne précision. Elle se rapproche de la géométrie d'un crayon de combustible et l'écoulement est similaire à ceux des réacteurs nucléaires.

Le fluide utilisé n'est pas de l'eau mais un réfrigérant appelé HFE7000 aux propriétés physiques différentes. Il est cependant possible de retrouver des résultats similaires aux essais PATRICIA et donc de recréer de l'ébullition transitoire rapide pour des niveaux de puissances beaucoup plus faibles.

La paroi a des dimensions caractéristiques d'un crayon de combustible avec une bonne résistivité pour permettre un effet Joule efficace. Mais pour avoir des mesures précises sur la caméra infrarouge, cette paroi est recouverte d'une peinture noire, très émissive aux propriétés thermiques qui dégradent les échanges thermiques à travers celle-ci. Une étude plus approfondie a permis d'optimiser cette épaisseur et de la prendre en compte dans le bilan d'énergie. Un flux de chaleur paroi-liquide est alors déterminé en prenant en compte tout le système mis en place (peinture, clinquant et liquide).

Pour avoir des essais qui se rapprochent le plus d'un RIA, il est maintenant possible de contrôler parfaitement l'expérience à l'aide d'un P.I.D. robuste en puissance mais également en température. Avec une large gamme de contrôle, des puissances constantes, en rampes (montée et descente), ou exponentielles qui se rapproche le plus de ce qu'il se produit lors d'un RIA, sont imposées. Enfin un protocole pour le P.I.D. a été mis en place pour pouvoir contrôler en température en se basant sur la résistance moyenne du clinquant. Un contrôle en température lors du refroidissement est possible pour imposer une inertie au clinquant, en contrôlant par paliers fixés par exemple et ainsi stabiliser l'ébullition en film.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux et analyse

3.1 Introduction

À l'aide de l'expérience décrite dans la partie précédente, tous les régimes d'ébullition peuvent être atteints avec différents contrôles de la puissance injectée et différents types de transitoires. Le tableau 3.1) montre les différentes gammes de paramètres de contrôle des essais réalisés lors de la thèse.

TABLEAU 3.1 – Matrice d'essais réalisée durant la thèse. (*) indique que plusieurs campagnes d'essais ont été réalisées pour vérifier la reproductibilité des tests. En rouge, les essais qui n'ont pas été analysés.

Régime	Contrôle	Type d'essai	Caractéristiques	Q (l.s ⁻¹)	T _{liq} (°C)
Convection	P	Constante	P=5 - 15W	0.05 - 0.35	15
				0.05 - 0.40	20 (*)
				0.05 - 0.40	25 (*)
Ébullition nucléée	P	Constante	P=50 - 120W P=60 - 130W	0.10 - 0.30	20
				0.10	25
		T	Exponentielle P=P ₀ .e ^{t/τ}	τ=5 - 100ms	0 - 0.30
	0.10 - 0.20				20 (*)
	0 - 0.30				25 (*)
	T	Constante	T=50 - 80°C	0.10 - 0.30	20
0.10 - 0.20				25	
Ébullition en film	P	Rampe	dP/dt=70 - 200W.s ⁻¹	0.20	20
				0.10 - 0.30	20
	T	Exponentielle P=P ₀ .e ^{t/τ}	τ=5 - 100ms	0.10 - 0.30	25 (*)
				0.10 - 0.30	20
T	Constante	T=50 - 110°C	0.10 - 0.30	20	
			0.10 - 0.30	25	

La gamme de température de paroi atteinte pour notre expérience est comprise entre 15°C et 350°C localement, ce qui est suffisant pour atteindre tous les régimes d'ébullition sans forcément endommager la section d'essai. Plusieurs valeurs du débit de l'écoulement sont fixées : de 0.05l.s⁻¹ à 0.4l.s⁻¹, ce qui correspond à des valeurs du nombre de Reynolds de 5 000 à 60 000. La température de liquide en entrée peut également être stabilisée sur la gamme T_{liq}€[15-25]°C, ce qui donne des températures de sous-refroidissement comprises dans la gamme [10-20]°C . Enfin, deux types de contrôle de l'alimentation électrique sont étudiés : soit une consigne

en puissance est donnée avec une variation temporelle de type créneau, rampe (linéaire) ou exponentielle, soit une consigne dite en température, basée sur la mesure de la résistance du clinquant, avec une variation temporelle de type créneau ou rampe.

Ainsi, une importante base de données sur une large gamme de débits, de température de sous-refroidissement, et selon deux types de contrôles distincts, est fournie : environ 500 conditions d'essai ont pu être testées. Au vu du nombre d'essais réalisés, il n'a pas été possible d'étudier et d'analyser une partie de la matrice d'essai (signalé en rouge). En ce qui concerne les signaux de puissance de type rampe ou exponentiel, ils engendrent des transitoires très rapides, ce qui rend délicat une étude sur les régimes d'ébullition à cause du phénomène de conduction instationnaire à travers la peinture aux temps courts. Certains résultats de la matrice d'essai ont pu être analysés mais ne sont pas présentés dans la suite du manuscrit car les résultats obtenus sont similaires aux résultats présentés, notamment lors du régime de convection.

Ce chapitre décrit et analyse les résultats obtenus. Il est structuré selon la chronologie des phénomènes observés lors de l'ébullition : la convection forcée stationnaire et transitoire, le déclenchement de l'ébullition et le développement de l'ébullition nucléée, la crise d'ébullition, la mise en place de l'ébullition en film sur la paroi et enfin le remouillage. Pour chacun des régimes, on analyse à la fois les conditions stationnaires et transitoires.

3.2 Régime de convection forcée

Le régime d'ébullition en vase a été étudié par Visentini [99]. Pour se rapprocher de la phénoménologie des écoulements au sein d'un cœur de réacteur à eau pressurisée, un écoulement turbulent établi est imposé. Afin d'étudier ce régime de convection forcée, de faibles créneaux de puissances sont imposés à la paroi pour ne pas activer un site de nucléation. Une étude expérimentale est alors menée pour plusieurs débits et températures de sous-refroidissement afin de modéliser les régimes de convection stationnaire et transitoire. Ces résultats sont ensuite comparés aux corrélations existantes ainsi qu'à des simulations numériques.

3.2.1 Étude préliminaire

La caméra infrarouge utilisée permet de mesurer un champ de température bidimensionnel instantané sur la surface du clinquant. Pour le reste de l'étude, le clinquant est décomposé comme le schéma de la figure 3.1.

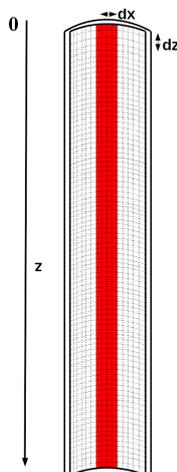


FIGURE 3.1 – Schéma du clinquant avec la zone d'intérêt mesuré par la caméra infrarouge.

Les résultats sont alors cartographiés selon la position et le temps pour connaître l'évolution spatio-temporelle de la température (figure 3.2).

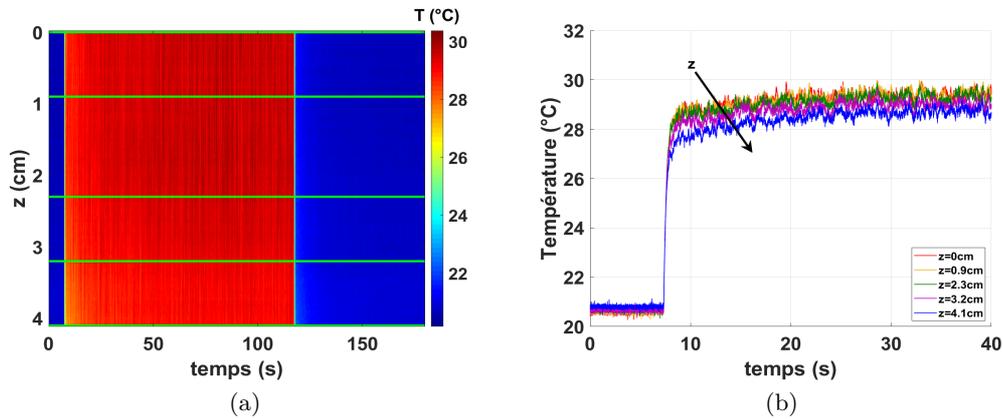
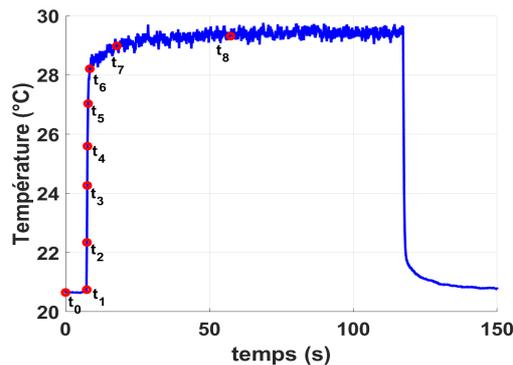


FIGURE 3.2 – a) Diagramme spatio-temporel de la température de paroi T_w au centre du clinquant. b) Évolution locale et temporelle de T_w à plusieurs hauteurs.

Lorsque les mesures de température ont été faites proches de l'entrée de la section d'essai, la température a une dépendance axiale due à l'établissement de la couche limite thermique. On souhaite s'affranchir de cet effet d'entrée dans notre analyse. Ainsi on considère les mesures uniquement à une distance d'environ 13cm du bas de la paroi chauffée, ce qui correspond à 7 fois le diamètre hydraulique D_h . Cette longueur peut varier en fonction des conditions d'essai (zone de mesure de la caméra infrarouge, débit, puissance imposée ...) et il devient nécessaire de réaliser une étude spécifique préliminaire.

La température moyenne (selon la hauteur) au centre du clinquant $\langle T_z \rangle$ en fonction du temps est tracée sur la figure 3.3a. On observe une montée brusque au déclenchement de la puissance (instant t_1), suivie d'une convergence vers un état stable en quelques secondes. Sur les figures 3.3b-j, on représente la distribution statistique des valeurs de la température à différents instants du transitoire repérés sur la courbe 3.3a. Les valeurs moyenne $\langle T_z \rangle$, médiane T_{med} et moyenne sur la partie haute $\langle T_{z,up} \rangle$ (entre $z=0$ et 3.8cm) sont indiquées ainsi que l'image infrarouge correspondante. On constate clairement un effet d'entrée pour $z > 3.8$ cm qui ne semble pas être du bruit de mesure, la température n'étant pas homogène ni axialement, ni radialement.



(a) Évolution de la température moyenne et moments clés du chauffage

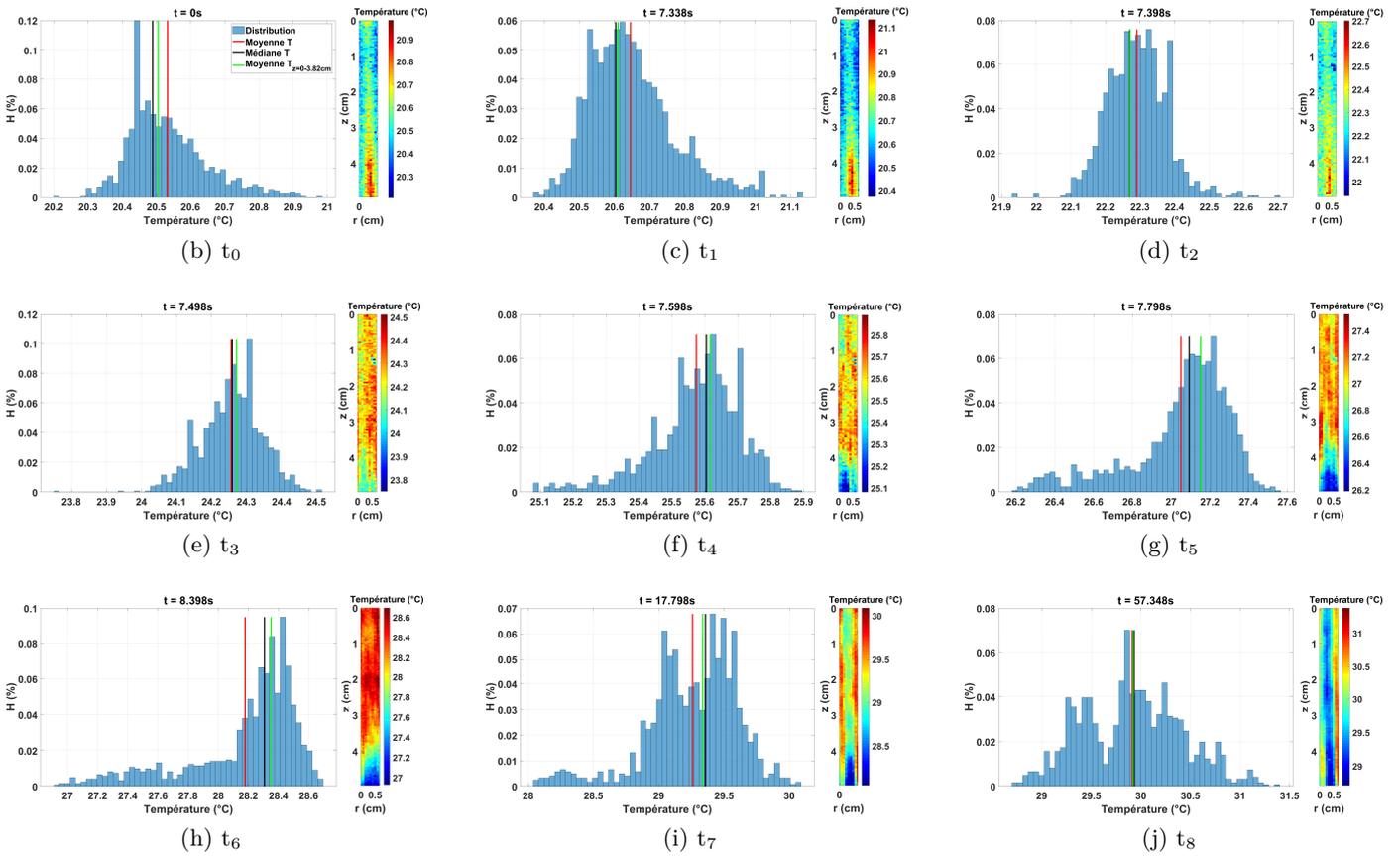


FIGURE 3.3 – Distribution du champ de température avec la moyenne $\langle T_z \rangle$ et la médiane T_{med} ainsi qu'une moyenne prise dans la zone $z=0-3.8\text{cm}$ où l'écart type est faible $\langle T_{z,up} \rangle$

On compare les évolutions de température $\langle T_z \rangle$, T_{med} et $\langle T_{z,up} \rangle$ sur la figure 3.4.

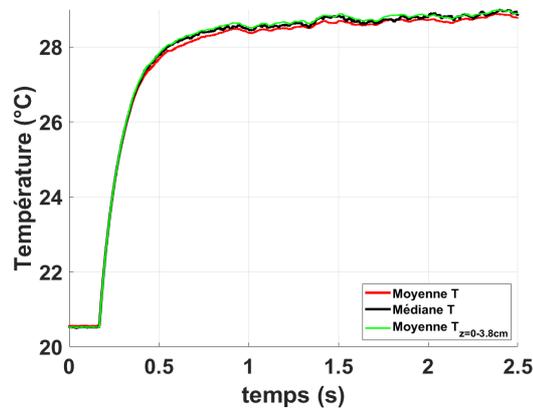
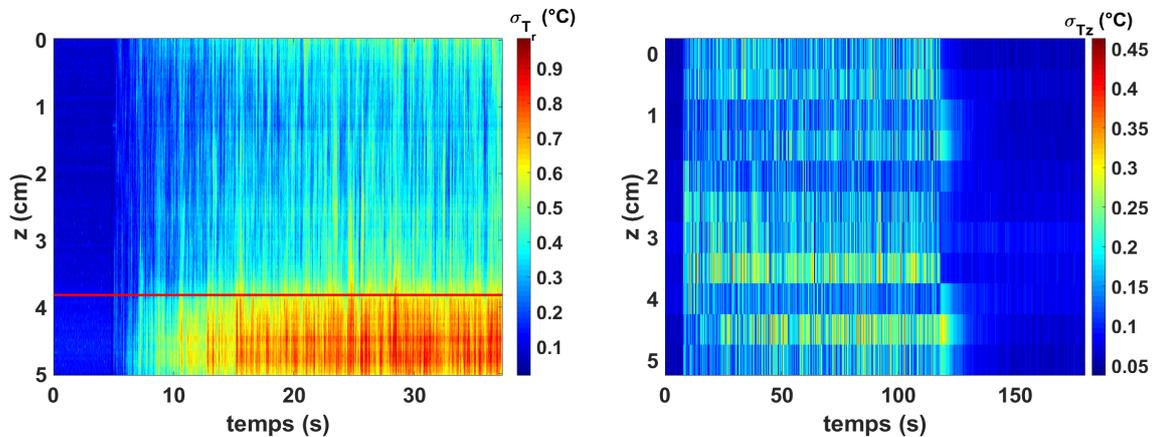


FIGURE 3.4 – Évolution de la moyenne et la médiane du champ de température sur tout le clinquant, ainsi que d'une moyenne prise au centre sur une zone de mesure $z=0-3.8\text{cm}$ où l'écart type est faible.

Les évolutions de température $\langle T_z \rangle$, T_{med} et $\langle T_{z,up} \rangle$ sont très similaires car lors de cette campagne d'essai, seulement 1cm sur les 5cm mesurés est perturbé par ce phénomène d'entrée. Les dispersions de température montrent qu'il y a des températures globalement plus faibles

dans cette zone lors du transitoire mais leur proportion reste assez faible comparée au champ de température global pour ne pas perturber cette moyenne $\langle T_z \rangle$.

La figure 3.5 illustre que l'écart type dans la direction axiale n'est important (de l'ordre de 1°C) qu'au niveau de l'entrée de la section d'essai. Cette partie ($z > 3.8\text{cm}$) n'est donc pas prise en compte dans les résultats analysés. Pour la partie étudiée ($z < 3.8\text{cm}$), l'écart type dans la direction radiale est assez faible pour justifier une moyenne spatiale de température dans cette zone (figure 3.4).



(a) Écart type dans la direction radiale pour chaque position axiale (b) Écart type dans la direction axiale pour chaque position radiale.

FIGURE 3.5 – Écart type du champ de température dans les deux directions radiale et axiale.

Finalement pour plus de précision dans la caractérisation du régime de convection, c'est la moyenne sur le champ de température pris en haut de la section d'essai qui sera retenue, $\langle T_{z,up} \rangle = T_w$ pour chaque campagne d'essai. Cette étude préliminaire permet de mettre en évidence un phénomène d'entrée de la section d'essai dont on s'affranchit dans la suite de l'analyse.

3.2.2 Régime de convection stationnaire

Pour étudier le régime de convection stationnaire dans cette section semi-annulaire, une puissance constante est imposée suffisamment longtemps pour que la température atteigne une valeur stationnaire T_{stat} (en rouge sur la figure 3.6a). Cette température dépend du débit, de la température de sous-refroidissement ainsi que de la puissance imposée. On évalue le nombre de Reynolds de l'écoulement en prenant les propriétés du fluide à la température au centre de la section d'essai, T_b , qui peut être raisonnablement considérée comme constante le long de la conduite. Pour caractériser les transferts thermiques entre le fluide et la paroi, c'est le nombre de Nusselt qui est déterminé à partir d'un coefficient de transfert de chaleur stationnaire, h_{stat} :

$$Nu = \frac{h_{stat} \cdot D_h}{\lambda_l} \quad (3.1)$$

avec $h_{stat} = \frac{\Phi_{gen}}{T_{stat} - T_b}$ déterminé avec la température constante aux temps longs T_{stat} (en rouge sur la figure 3.6a), D_h le diamètre hydraulique de la section d'essai et λ_l la conductivité thermique au sein du fluide.

La figure 3.6b montre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour plusieurs températures de sous-refroidissement, niveaux de puissance imposée et pour deux sections d'essai différentes. Ces résultats expérimentaux sont alors comparés à deux corrélations de la littérature : la corrélation de Dittus-Boelter [30] définie en conduite cylindrique et la corrélation de Hasan [44] définie pour une géométrie annulaire.

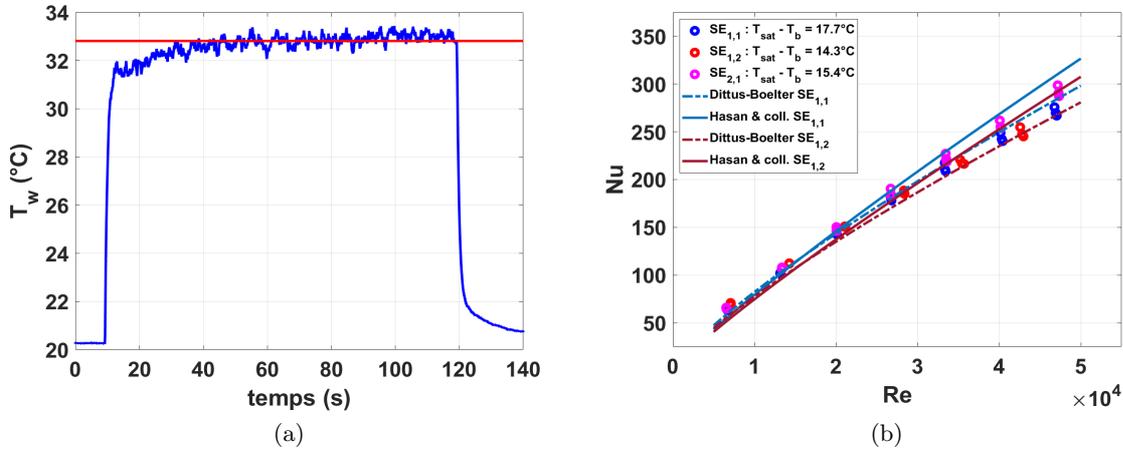


FIGURE 3.6 – Évolution de T_w avec la détermination de la température stationnaire (en rouge) et caractérisation des transferts thermiques de la convection stationnaire (données expérimentales comparées aux corrélations de la littérature).

Dans la gamme de variation de nos essais, le sous-refroidissement joue un rôle secondaire à travers la variation des propriétés physiques du fluide. Les deux corrélations donnent une bonne approximation des transferts thermiques entre le fluide et la paroi chauffée en convection stationnaire.

3.2.3 Régime de convection transitoire : résultats généraux

Lors d'un RIA, les échanges se font sur des temps très courts, la température n'a pas le temps d'atteindre sa valeur stationnaire. On s'intéresse donc aux tout premiers instants de ce transitoire.

La puissance fournie par l'alimentation est imposée de manière quasi-instantanée pour que seuls T_w et Φ_w varient. L'étude menée par Baudin [8] est alors reprise pour déterminer un temps caractéristique de cette phase transitoire en fonction des paramètres de l'expérience. La principale différence avec son étude vient du fait que l'épaisseur de la couche de peinture déposée sur la paroi a été diminuée pour éviter au maximum de perturber les mesures. Ceci permet à la fois de réduire l'inertie thermique de la paroi ainsi que les gradients entre le métal et la température mesurée par la caméra infrarouge du fait de la conduction à travers la couche de peinture. Une comparaison des anciens et nouveaux résultats (avant et après optimisation du dépôt) est apportée.

On part de l'hypothèse que la température T_b ne varie pas pendant cette phase transitoire. En première approximation, la température est rendue sans dimension comme $T^* = \frac{T_w - T_b}{T_{stat} - T_l}$. Avec l'étude précédente sur la convection stationnaire, le coefficient de transfert de chaleur stationnaire $h_{stat} = \frac{\Phi_{gen}}{T_{stat} - T_l}$ est déterminé. La figure 3.7a montre que le nombre de Reynolds influence l'évolution de la température. Pour mettre en évidence la phase transitoire, la figure 3.7b montre l'évolution du rapport entre le coefficient de transfert de chaleur instantané $h_{trans} = \frac{\Phi_w}{T_w - T_l}$ et sa valeur stationnaire pour une même puissance imposée mais des nombres de

Reynolds différents.

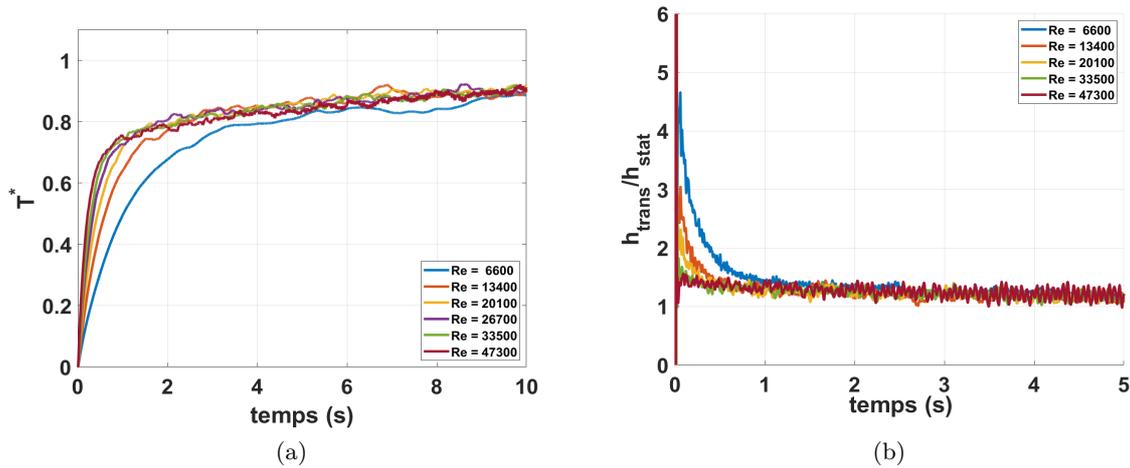


FIGURE 3.7 – Évolution de la température et du coefficient de transfert de chaleur en fonction du temps et du nombre de Reynolds.

Ce rapport de coefficient d'échange est toujours supérieur à 1 aux temps courts avant d'atteindre sa valeur stationnaire. Il y a donc un meilleur échange avec le fluide aux premiers instants. Plus le nombre de Reynolds est important, plus le coefficient de transfert thermique tend rapidement vers sa valeur stationnaire. Ceci signifie un établissement de la couche limite thermique plus rapide aux forts nombres de Reynolds (δ_T diminue quand Re augmente).

Temps caractéristique de relaxation de la température

Temps déduit de l'expérience : On cherche en premier lieu un temps caractéristique de l'évolution de la température lors de cette phase transitoire qui dépend de ce nombre de Reynolds. On introduit un temps caractéristique expérimental τ_{exp} :

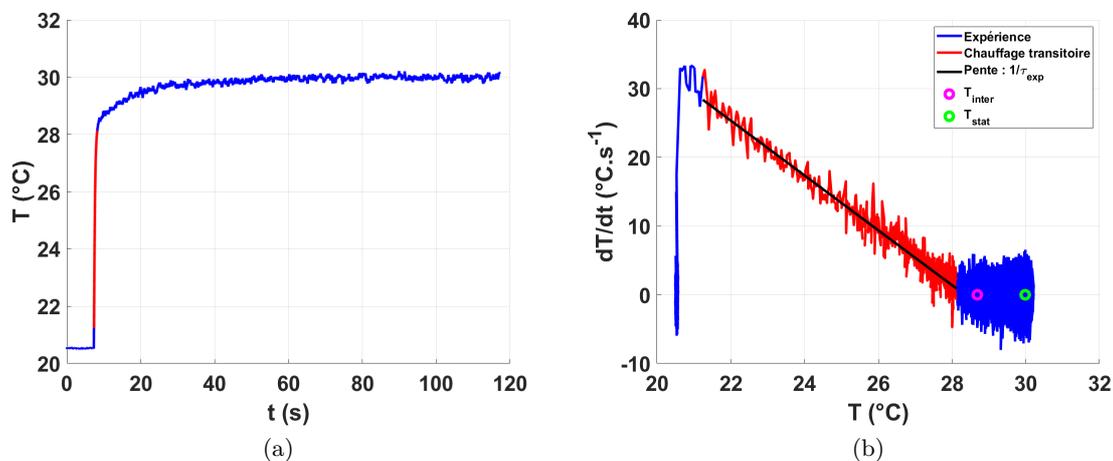


FIGURE 3.8 – Détermination du τ_{exp} durant la chauffe en supposant une évolution exponentielle de la température.

On trace sur la figure 3.8a, l'évolution de la température avec sa phase transitoire en rouge. Sur le diagramme $dT/dt-T$ (figure 3.8b), la première phase bleu correspond à l'évolution de la température durant laquelle la peinture a le plus d'impact sur la thermique. Cependant, cette phase est assez courte ($\sim t_{diff}(e_p) \sim 10ms$) et on passe rapidement à la phase transitoire en rouge, bien approchée par une droite, ce qui est caractéristique d'une évolution temporelle exponentielle de la température de paroi. Le temps caractéristique expérimental est alors déterminé comme la pente de cette droite sur la figure 3.8b.

Aux temps plus longs, la phase stationnaire est atteinte avec un taux de variation nul. Mais la figure 3.8b montre que la température n'atteint pas tout à fait sa valeur stationnaire à la fin de la phase transitoire (décalage entre les points T_{inter} et T_{stat}). En effet, la température continue d'augmenter légèrement après avoir atteint T_{inter} avec un taux de chauffe proche de 0. Cette phase intermédiaire qui apparaît après la phase de convection transitoire est assez longue et peut être due à des légers changements locaux des propriétés du fluide dans la boucle hydraulique (différence de température de liquide, de pression ...). Cette phase ne sera pas plus étudiée ici car elle est hors du champ d'intérêt. Pour l'évaluation de la phase transitoire, c'est la température notée T_{inter} , qui correspond à la température où pour la première fois le taux de variation $\frac{dT_w}{dt}$ s'annule, qui est évaluée (figure 3.9). Cette température intermédiaire est déterminée en fonction de la valeur stationnaire et est approchée comme :

$$T_{inter} = 0.84T_{stat} + 3.45 \quad (3.2)$$

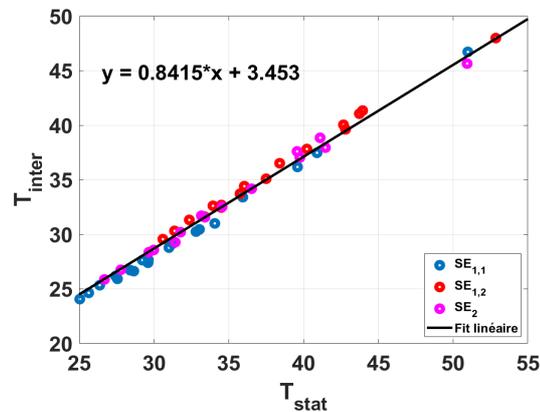
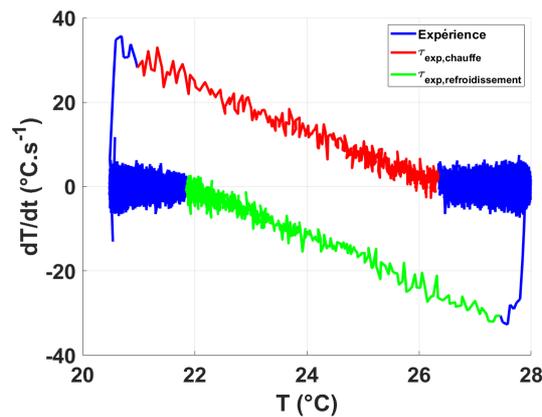


FIGURE 3.9 – Détermination d'une température intermédiaire à partir de la température stationnaire pour plusieurs sections d'essai.

En ce qui concerne la phase de refroidissement, c'est-à-dire lorsque la puissance est coupée, on identifie des temps caractéristique τ_{exp} identique à ceux lors de la chauffe. Ainsi sur la figure 3.10, on observe que la phase de refroidissement (en vert) est bien approchée par une droite de même pente que la phase de chauffe. Des comportements similaires sont obtenus.

FIGURE 3.10 – Diagramme dT/dt - T représentant un cycle de chauffe et de refroidissement.

Pour montrer l'influence de la couche de peinture sur la thermique, on trace l'évolution de température sur la figure 3.11a dans les mêmes conditions de tests pour deux épaisseurs caractéristiques avant ($100\mu\text{m}$) et après ($25\mu\text{m}$) l'optimisation du dépôt de peinture. On constate qu'une forte épaisseur de couche de peinture affecte fortement la thermique surtout pour des transitoires rapides. En effet, du fait de la faible conduction thermique de la peinture, il y a un temps de retard qui correspond au temps qu'il faut pour que la conduction s'établisse dans la peinture et qui se rapproche d'un temps de diffusion thermique (figure 3.11b) dépendant de l'épaisseur de peinture et de sa diffusivité thermique. Ce temps de retard et donc la température mesurée au début de la chauffe sont d'autant plus affectés que l'épaisseur de peinture est importante. Une estimation du temps de diffusion thermique dans la peinture $t_{diff} = e_p^2 / \alpha_p$ est donnée figure 3.11b. Pour une épaisseur de $35\mu\text{m}$, ce temps de diffusion est de 14ms et monte jusqu'à 0.14s pour une épaisseur de $100\mu\text{m}$.

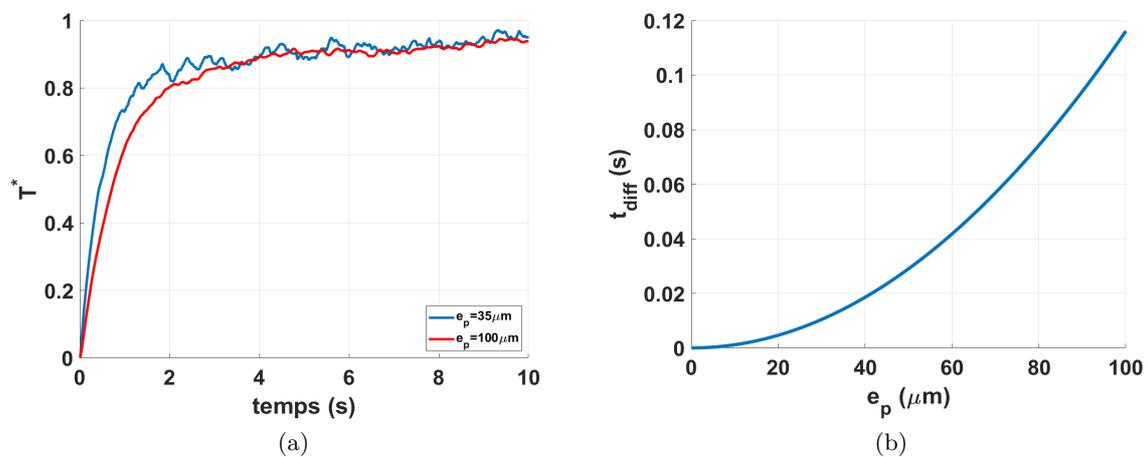


FIGURE 3.11 – Impact de l'épaisseur de la couche de peinture sur la température avec détermination d'un temps de diffusion.

Ce temps caractéristique expérimental va donc être diminué dans nos nouvelles expériences en minimisant le dépôt et donc l'impact de la couche de peinture.

Temps théorique : Le temps caractéristique τ_{th} solution de l'équation quasi-stationnaire 1D (introduit dans l'état de l'art) est égal à :

$$\tau_{th,w} = \frac{\rho_w C_{p,w} e_w}{h_{stat}} \quad (3.3)$$

$$\tau_{th,w+p} = \frac{\rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} e_p}{h_{stat}} \quad (3.4)$$

L'ajout de la peinture (qui augmente la masse thermique et le temps de diffusion au sein de la paroi) est une des explications possible au retard trouvé entre les temps simulés et les temps expérimentaux de l'étude de Baudin [8]. Deux temps sont calculés avec et sans prise en compte de la masse thermique de la peinture pour une épaisseur e_p faible de $35\mu\text{m}$ déterminée avec les modèles introduits dans le chapitre 2.

Temps de simulation numérique : Le temps caractéristique τ_{sim} est déterminé par des simulations sur STARCCM+ faites par Baudin et coll. [9]. La géométrie correspond à un maillage polyédrique de la section d'essai. Un modèle $k - \epsilon$ est utilisé pour calculer l'écoulement turbulent loin des parois et un modèle bas Reynolds en proche paroi avec une résolution des équations par une méthode de gradient hybride Gauss-LSQ. Après vérification par une étude de convergence en maillage, l'évolution de la température est calculée pour plusieurs Reynolds. Le temps caractéristique τ_{sim} est alors déterminé comme le temps nécessaire pour atteindre 85% de la valeur stationnaire de la température de paroi.

Temps caractéristiques du régime de convection forcée : Le transfert de chaleur durant le régime de convection forcée peut être associé à deux échelles caractéristiques :

- Un temps caractéristique de l'advection moyenne qui est défini à partir de la longueur de surface chauffée L et de la vitesse moyenne de l'écoulement \bar{U} .

$$\tau_{adv} = \frac{L}{\bar{U}} \quad (3.5)$$

Cette vitesse est déterminée à l'aide du débit imposé durant les expériences compris entre 0.1 et 0.3 l.s^{-1} . La longueur de chauffe L est prise entre les deux bornes de l'alimentation égale à 8cm .

- L'écoulement imposé dans la section d'essai est turbulent avec des nombres de Reynolds compris entre $13\ 000$ et $40\ 500$. Des grands tourbillons créent alors des fluctuations et du mélange entre le liquide "froid" loin de la paroi et le liquide "chaud" en proche paroi. Un temps caractéristique de mélange est alors déterminé à partir de la longueur caractéristique de mélange et la vitesse de ces tourbillons.

La longueur de mélange est estimée à partir de la constante de Von Karman, $\kappa=0.41$, comme $L_{mix}=\kappa D_h$. L'ordre de grandeur des fluctuations de vitesse U' est estimé à 5% de la vitesse moyenne de l'écoulement \bar{U} . Le temps de mélange vaut alors :

$$\tau_{mix} = \frac{L_{mix}}{U'} = \frac{8.2 D_h}{\bar{U}} \quad (3.6)$$

Comparaison des différents temps : Tous ces temps caractéristiques sont comparés sur la figure 3.12.

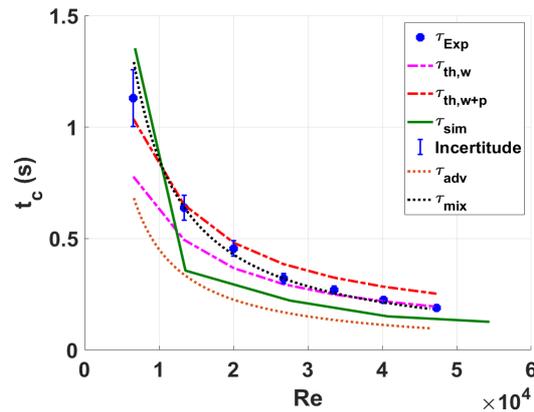


FIGURE 3.12 – Comparaison des différents temps caractéristiques en fonction du nombre de Reynolds.

Le temps caractéristique de la variation de la température lors de l'établissement d'un régime de convection dépend donc du nombre de Reynolds. Plus il est important, plus les transferts thermiques sont efficaces. Ce temps caractéristique semble tendre vers une valeur asymptotique pour les forts Reynolds. Les différentes évaluations de ce temps caractéristique sont assez proches.

À partir d'un nombre de Reynolds de 20 000, le temps caractéristique de la solution quasi-stationnaire τ_w est plus proche de notre cas expérimental. Cependant, le temps qui prend en compte la masse thermique de la peinture τ_{w+p} modélise aussi correctement le régime de convection transitoire à l'incertitude près de l'épaisseur de couche de peinture. Un lissage sur ce temps est alors proposé en figure 3.13. Pour des nombres de Reynolds plus faibles, τ_{w+p} est en bon accord avec τ_{exp} . La masse thermique de la peinture ne perturbe donc les transferts thermiques que pour des vitesses d'écoulement assez faibles. Quand le nombre de Reynolds augmente, la couche limite thermique s'établit plus rapidement et tous les temps caractéristiques tendent vers une même valeur.

En ce qui concerne les temps caractéristique hydrodynamique : τ_{adv} , pris au centre de l'écoulement, est plus faible que les temps de convection forcée mesurés. Du liquide est constamment apporté dans la section d'essai, la température du liquide peut donc être prise constante et égale à la température de sous-refroidissement imposée dans la boucle hydraulique.

Pour le temps caractéristique de mélange τ_{mix} , il est de l'ordre de grandeur des temps obtenus expérimentalement. Les tourbillons dans le mélange contribuent au développement de la couche limite thermique et sont donc caractéristiques de l'établissement du régime de convection forcée dans notre expérience. Ce constat implique que les taux de chauffes imposés durant ce régime ne sont pas assez importants pour que les transferts de chaleur soient dus à de la conduction instationnaire. Ils sont ainsi plus caractéristiques d'un régime de convection forcée.

Enfin le temps caractéristique simulé τ_{sim} calculé sans prendre en compte la masse thermique de la peinture donne un bon ordre de grandeur des temps caractéristiques du régime de convection transitoire, même s'il a tendance à les sous-estimer.

La température est ensuite de nouveau adimensionnée mais cette fois avec une température intermédiaire qui dépend de la température stationnaire (Eq 3.2), ainsi la température

réduite s'écrit comme $T^* = \frac{T_w(t) - T_l}{T_{w,inter} - T_l}$. Une comparaison des modèles pour deux nombres de Reynolds (13 000 et 47 200) est donnée sur la figure 3.14. Un modèle exponentiel avec un temps caractéristique réduit par le temps caractéristique quasi-stationnaire τ^* est aussi déterminé en ajustant au mieux les résultats à partir d'une loi affine avec Matlab (pour une épaisseur de peinture de $35\mu\text{m}$) comme :

$$\tau^* = \frac{\tau_{exp}}{\tau_{th,w+p}} = -8.10^{-6} \cdot Re + 1.1 \quad (3.7)$$

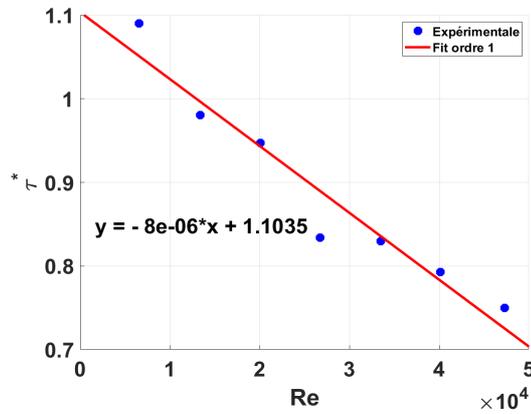


FIGURE 3.13 – Temps caractéristique réduit en fonction du nombre de Reynolds.

Ce temps adimensionné est proche de 1 signifiant que le temps caractéristique quasi-stationnaire approche correctement notre expérience.

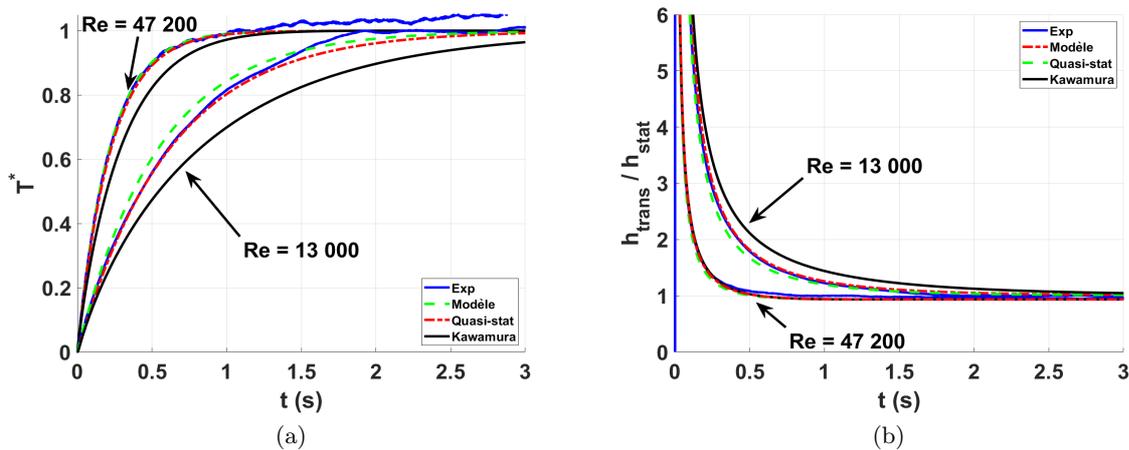


FIGURE 3.14 – Évolution de la température et du coefficient de transfert thermique pour des nombres de Reynolds de 13 000 et 47 200, $T_l = 20^\circ\text{C}$, $\Phi_{gen} = 8000\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

On remarque que T_w atteint sa valeur stationnaire entre 1 et 3s, alors que seulement 0.2 à 0.75s sont nécessaires pour atteindre l'état stationnaire du coefficient de transfert de chaleur.

Relaxation du coefficient d'échange Le modèle théorique de Kawamura [54] basé sur des résultats empiriques avec un coefficient de transfert thermique similaire à nos expériences caractérisé dans un écoulement pleinement turbulent donne une comparaison supplémentaire illustrée sur la figure 3.14. Le modèle introduit une relaxation sur le coefficient d'échange telle qu'observé sur nos essais. Cependant, ces résultats ont tendance à sur-estimer les transferts thermiques durant la phase transitoire. Il devient possible d'approcher l'évolution de la température par un modèle quasi-stationnaire pour les forts Reynolds.

3.2.4 Conclusion

L'analyse locale instantanée du champ de température pendant l'établissement d'un régime de convection forcée a été menée. On constate un effet marqué de bord au début de la section chauffée et on exclut pour la suite de l'analyse cette partie pour se concentrer sur la partie plus en aval pour laquelle la température est relativement homogène. L'étude permet alors de distinguer deux phases dans l'évolution de la température : Dans une première phase, qui dure moins de 1s, le coefficient d'échange s'établit, ce qui correspond à la phase transitoire. S'ensuit le régime de convection stationnaire où on obtient des résultats similaires à la littérature en accord avec les corrélations de Dittus-Boelter et de Hasan et coll. qui approchent correctement notre expérience.

Au temps courts, le régime transitoire est décrit par une relaxation de type exponentielle sur un temps caractéristique τ qui dépend du nombre de Reynolds (et donc du nombre de Nusselt par extension). On se rapproche de la solution quasi-stationnaire pour les faibles nombres de Reynolds. Un modèle du temps caractéristique est apporté pour des nombres de Reynolds plus forts.

L'étude faite par Baudin [8] avec des expériences à fortes épaisseurs ($e_p \sim 100\mu\text{m}$) de peinture a finalement été reprise pour être améliorée avec des dépôts moins importants ($e_p \sim 30\mu\text{m}$). L'écart constaté entre les mesures expérimentales et les simulations (ne prenant pas en compte l'épaisseur de peinture) a été attribué au temps de conduction ainsi qu'à l'inertie thermique de la peinture. Les temps caractéristiques trouvés étaient alors moins importants que ce qui était mesuré expérimentalement. Les méthodes expérimentales ont par la suite évoluées et l'épaisseur du dépôt de peinture a été diminué.

3.3 Déclenchement d'ébullition

Cette partie s'intéresse au déclenchement de l'ébullition transitoire sur une paroi verticale soumise à un écoulement ascendant. L'analyse des données expérimentales a permis de mettre en évidence la phénoménologie suivante :

À partir du régime de convection, si la température de paroi augmente suffisamment au-dessus de la température de saturation locale, l'énergie accumulée dans la paroi va permettre l'activation de certains sites de nucléation. Une poche de vapeur va alors se former et se propager sur toute la paroi amenant au régime d'ébullition nucléée développée. Ce phénomène engendre des perturbations très localisées et son évolution est analysée dans cette étude à partir d'images issues des caméras infrarouge et rapide. Les résultats sur cette transition de régime sont présentés dans l'article placé en Annexe B (Scheiff et coll. [87]) intitulé "Transient flow boiling in a semi-annular duct : from the Onset of Nucleate Boiling to the Fully Developed Nucleate Boiling".

Résumé de l'article Les résultats des caméras infrarouge et rapide ont été synchronisés et corrélés pour étudier le déclenchement de l'ébullition. On observe ainsi le développement et la propagation d'une première poche de vapeur au moment du déclenchement du régime d'ébullition nucléée. Très localement, au niveau de cette poche, on met en évidence un comportement thermique particulier. Il est montré que l'ébullition se déclenche à partir d'un ou plusieurs sites de nucléation spécifiques avant de se propager dans le sens de l'écoulement. L'analyse des transferts thermiques paroi-fluide met en évidence une phase de dégradation des échanges de chaleur sous la poche de vapeur, suivie d'un refroidissement très efficace dans son sillage. Une étude spatio-temporelle est alors apportée pour décrire l'apparition de l'ébullition nucléée sur la paroi. La figure 3.15 montre l'évolution de la température à l'endroit de la formation de la poche de vapeur.

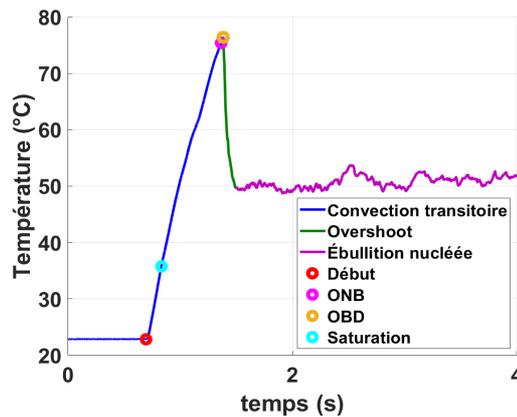


FIGURE 3.15 – Évolution de la température à l'ONB et détermination des points caractéristiques.

Afin de déclencher l'ébullition, un niveau de puissance important et constant est imposé à partir du "Début" de l'essai. Des puissances plus importantes sont imposées par rapport au régime de convection. La température de paroi augmente alors rapidement lors d'un premier régime d'échange en convection transitoire et atteint des valeurs sensiblement plus importantes que la température de saturation du fluide. On retrouve une évolution de température exponentielle et des temps caractéristiques similaires au modèle présenté dans la partie précédente.

Aux alentours de 75°C de température de paroi, une première bulle de vapeur va se former et se propager sur la paroi, c'est l'Onset of Nucleate Boiling (ONB). Les mesures infrarouge et de la caméra rapide permettent de corrélérer le passage de la poche de vapeur aux fluctuations des transferts de chaleur à son passage. La figure 3.15 correspond à l'emplacement de cet événement. La taille de cette bulle dépend de la vitesse d'écoulement et de la température de sous-refroidissement et donc de l'épaisseur de la couche limite thermique. Elle va se développer en une poche de vapeur qui isole partiellement la paroi chauffée. Le long de la paroi, sous cette poche de vapeur, les transferts thermiques se dégradent et la température augmente plus rapidement que lors de la phase de convection transitoire. Une température maximale locale est atteinte, c'est l'Onset of Boiling Driven (OBD). La poche atteint une taille critique et se fragmente. Plus la puissance imposée est importante, plus la différence entre la température ONB et OBD augmente. Cependant, pour des puissances importantes, le temps entre l'ONB et l'OBD devient petit et cette différence de température commence à diminuer.

La poche de vapeur va laisser place à un régime d'ébullition caractérisé par de forts échanges de chaleur par rapport au régime de convection. La température de paroi va diminuer rapidement jusqu'à une température caractéristique d'ébullition nucléée développée. Ce nouveau régime améliore les transferts de chaleur entre le fluide et la paroi et peut être stationnaire ou transitoire selon la puissance imposée (faible ou fort flux généré resp.). Le temps caractéristique de cet Overshoot (OV) est alors estimé à environ 0.03s et ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement. Ce qui indique un refroidissement de la paroi très efficace.

L'étude de l'ébullition nucléée développée fait l'objet de la prochaine partie tant en condition stationnaire que transitoire.

3.4 Ébullition nucléée convective

Après le déclenchement de l'ébullition, celle-ci se propage sur la paroi. Un fort refroidissement de la paroi est observé à cause de meilleurs échanges thermique avec le fluide. Si la puissance imposée suffit à déclencher l'ébullition mais qu'elle reste assez faible, l'ébullition nucléée stationnaire prend place. Si cette puissance devient trop importante, l'ébullition nucléée transitoire sera observée sur la paroi. Ces deux régimes sont étudiés à l'aide des nouveaux systèmes d'asservissement du P.I.D. en puissance et également en température. Les états stationnaires de ces deux contrôles (puissance ou température constante) sont comparés avec la littérature et servent de référence pour l'analyse du régime transitoire. Avec la mise en place d'algorithmes de traitement des images de la caméra rapide, des mesures quantitatives des tailles et vitesses de bulles sont exploitées. Enfin, l'ébullition transitoire est étudiée avec le contrôle en température en imposant des rampes de température aux pentes constantes de 5 à 500 K.s⁻¹.

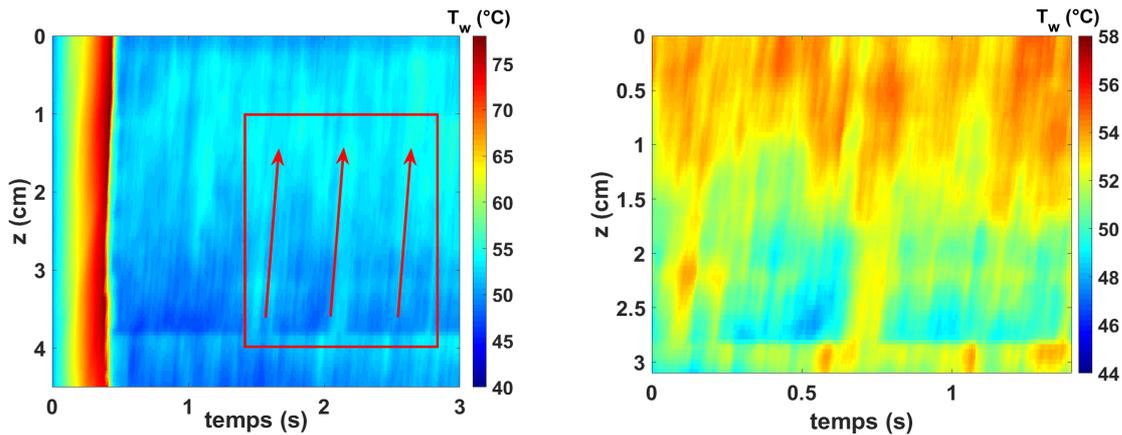
Pour étudier ce régime d'une manière classique et proposer des modèles, des courbes d'ébullition sont généralement représentées. Cependant l'ébullition nucléée est un régime où les transferts de chaleur sont très efficaces du fait de la vaporisation. On montre par la suite que pour les flux de chaleur importants, les phénomènes sont relativement inhomogènes le long de la paroi, ce qui limite la pertinence d'une étude avec des grandeurs moyennées sur l'ensemble de la section. Une étude similaire à celle de Petkovsek et coll. [76] qui estime des densités de probabilité des températures de surchauffe à la paroi est alors menée pour chaque partie pour essayer de caractériser plus précisément ce régime.

3.4.1 Puissance imposée

Dans un premier temps, on étudie le régime d'ébullition nucléée en imposant une puissance constante suffisante pour déclencher l'ébullition, en faisant varier les différents paramètres de l'expérience, à savoir le débit, le sous-refroidissement et la puissance imposée. Ce régime a déjà été étudié par Baudin [8], et nos résultats seront comparés. Une nouvelle approche de modélisation sera proposée. Une analyse thermique et aussi hydrodynamique sur l'ébullition nucléée est réalisée dans cette partie.

Étude thermique de l'état stationnaire

Pour faire apparaître de l'ébullition nucléée stationnaire, un flux généré de moins de 1MW.m⁻² est nécessaire. En effet, au-delà de cette limite, ce régime ne se stabilise pas. Afin d'étudier ce régime, une approche du même type que celle présentée dans la partie précédente pour le déclenchement de l'ébullition est menée en analysant la cartographie de la température mesurée par la caméra infrarouge, cette représentation est donnée sur la figure 3.16.



(a) Champ de température de la paroi lors d'un essai menant à l'ébullition nucléée stationnaire

(b) Zoom du carré rouge

FIGURE 3.16 – Courbes spatio-temporelle obtenues avec les mesures de la caméra infrarouge d'un essai à puissance imposée à $\Phi_{gen} = 40000 \text{ W.m}^{-2}$, $\text{Re} = 13500$, $\Delta T_{sub} = 15^\circ\text{C}$

La zone au début jusqu'à $t=0.5\text{s}$ correspond à la montée en température avant le phénomène du déclenchement d'ébullition nucléée décrite dans la partie précédente. On s'intéresse maintenant à la zone dans le carré rouge qui correspond au régime d'ébullition nucléée stabilisée. L'évolution de la température dans cette zone semble marquée par des évolutions selon la trajectoire (z diminue quand t augmente, flèches rouge) pendant laquelle la température évolue et qui pourrait être associées à des glissements de bulle. Suivre cette évolution semble compliqué en première approche et seule une moyenne de la température dans cette zone est calculée (figure 3.17). Les échanges de chaleur étant assez homogènes durant cette phase pour prendre une moyenne sur la hauteur, avec un écart type de seulement 1.3°C sur ce test.

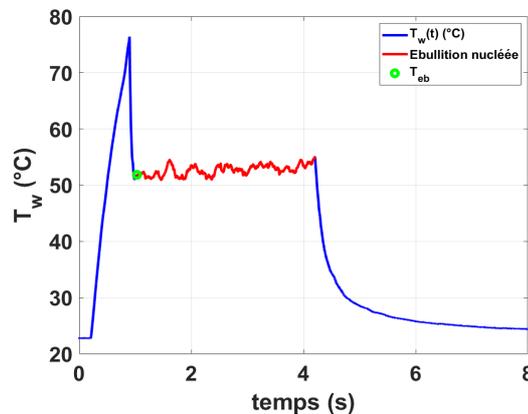


FIGURE 3.17 – Évolution de la température moyennée et détermination de la température T_{eb} .

Soit T_{eb} , la température moyenne atteinte sur la paroi pour des conditions d'essais données, définie par le premier minimum ($dT/dt=0$) après l'overshoot tel qu'illustré par le point vert sur la figure 3.17. L'évolution de la température moyenne sur la figure 3.17 et le flux généré permettent d'obtenir le diagramme (Φ_{gen}, T_{eb}) sur la figure 3.18. Dans cette étude, les essais sont menés pour trois sections d'essais différentes. Ils sont exploités et comparés pour plusieurs nombres de Reynolds, de Jakob de sous-refroidissement ($\text{Ja}_{sub} = \frac{\rho_l C_{p,l} (T_{sat} - T_l)}{\rho_v h_{lv}}$) et de flux

général.

On note que le sous-refroidissement influence l'efficacité du transfert : on distingue deux familles de points suivant que le nombre de Jakob de sous-refroidissement est faible ($Ja_{sub} \sim 20$) ou fort ($Ja_{sub} \in [22-28]$). L'augmentation du nombre de Jakob de sous-refroidissement a tendance à améliorer les transferts de chaleur. L'influence du débit n'est pas marquée mais l'effet de la convection doit être faible par rapport au phénomène de nucléation. Ces résultats sont comparés aux corrélations de Chen et de Rohsenow (décrites dans l'état de l'art) sur la figure 3.18. Pour la corrélation de Chen, c'est la corrélation de Dittus-Boelter qui est choisie pour la partie convective (Conv) et la corrélation de Forster & Zuber pour la partie ébullition nucléée en vase (PB) multiplié par un certain coefficient empirique de correction déterminé dans l'étude de Visentini (pour prendre en compte le fluide réfrigérant utilisé dans notre expérience). Le sous-refroidissement influence grandement les transferts thermiques dans notre étude, or ces corrélations ne le prennent pas suffisamment en compte, cette contribution est modélisée sur la partie Φ_{PB} par un facteur correctif S_{sub} :

$$S_{sub} = 1 + 3.27 \cdot 10^{-4} \cdot Ja_{sub}^2 \quad (3.8)$$

Ces deux corrélations ont été choisies car elles permettent de rendre compte de la faible influence de l'écoulement sur ces transferts thermiques et le sous-refroidissement est multiplié par un facteur correctif pour mieux prendre en compte son influence.

On constate une variabilité des résultats en fonction de la section d'essai (i.e potentiellement des variations de géométrie et/ou des sites caractéristique de nucléation). Seuls des ajustements des coefficients dans les corrélations permettent d'encadrer l'ensemble des données expérimentales. Ainsi pour la corrélation de Rohsenow, ce coefficient semble être compris entre 0.005 et 0.007 et un coefficient correctif introduit par Visentini [99] peut varier entre 0.4 et 0.7 pour la corrélation de Chen. Il est alors possible d'approcher l'ébullition nucléée stationnaire avec la corrélation de Rohsenow, dû au fait que ce facteur a une plus petite variation.

On complète l'étude de ce régime par l'analyse du diamètre des bulles selon les mêmes paramètres (le nombre de Reynolds, de Jakob et le flux généré).

Étude hydrodynamique de l'état stationnaire

À l'aide des visualisations de la caméra rapide, des tailles de bulles sont obtenues sur chaque pixel de l'image (figure 3.19.a-d) et pour chaque pas de temps (figure 3.19.e).

Une évolution spatio-temporelle de taille de bulle est alors obtenue. Sur la figure 3.20, cette grandeur est représentée pour le même test que celui retenu pour illustrer les transferts thermiques (cf figure 3.17).

Sur les films en ébullition nucléée et par extension sur la courbe spatio-temporelle, il existe trois cas de figure pour le développement des bulles de vapeur sur la paroi.

- La bulle grossit, jusqu'à atteindre un diamètre maximal, tout en restant collée à la paroi et va glisser dans le sens de l'écoulement en conservant sa taille. Le sommet de la bulle est à la frontière du liquide surchauffé.
- Une forte croissance soudaine peut faire dépasser le sommet de la bulle de la couche de liquide surchauffée qui dépend de l'établissement de la couche limite thermique : la bulle va alors se recondenser en glissant.
- La bulle grossit rapidement et arrive à se détacher du fait d'un fort flux généré ou du fait d'une coalescence en proche paroi avec une autre bulle. Dans ce cas là cette bulle va soit partir et se recondenser dans l'écoulement, soit elle reste assez proche de la couche de bulles en proche paroi et va coalescer avec une de celles-ci.

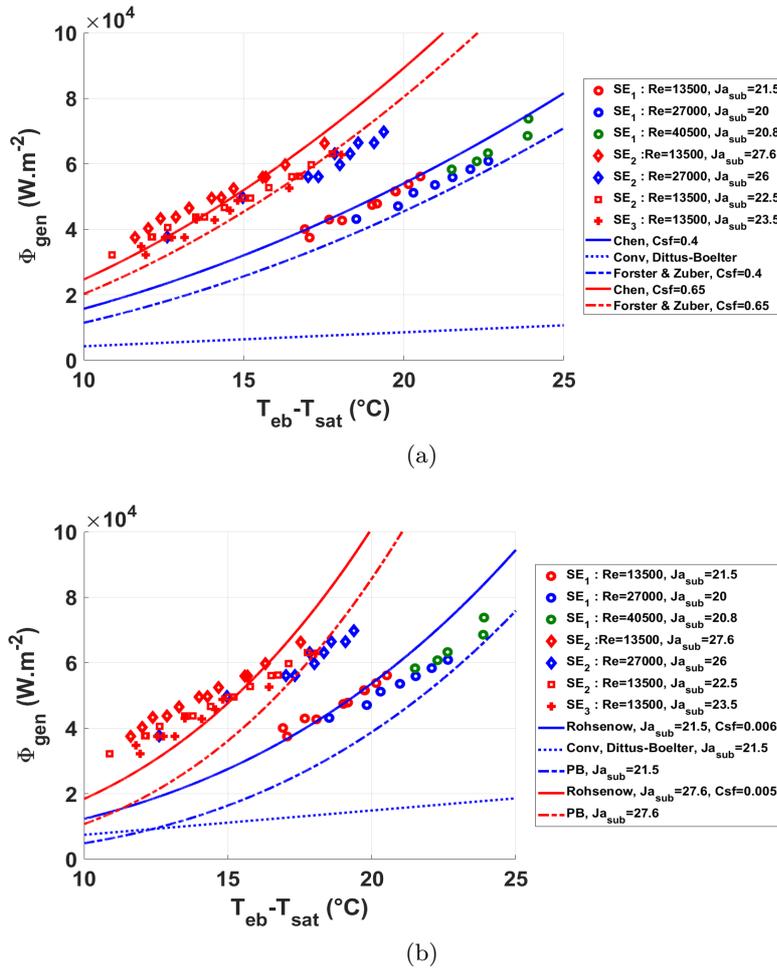


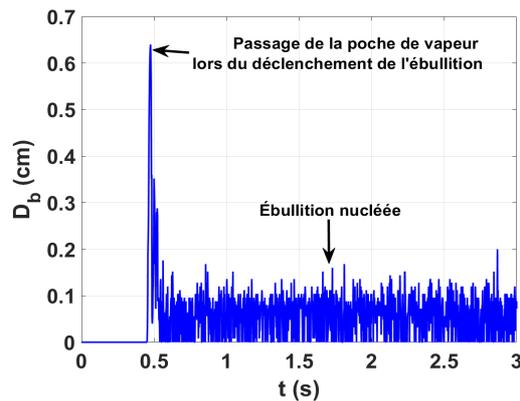
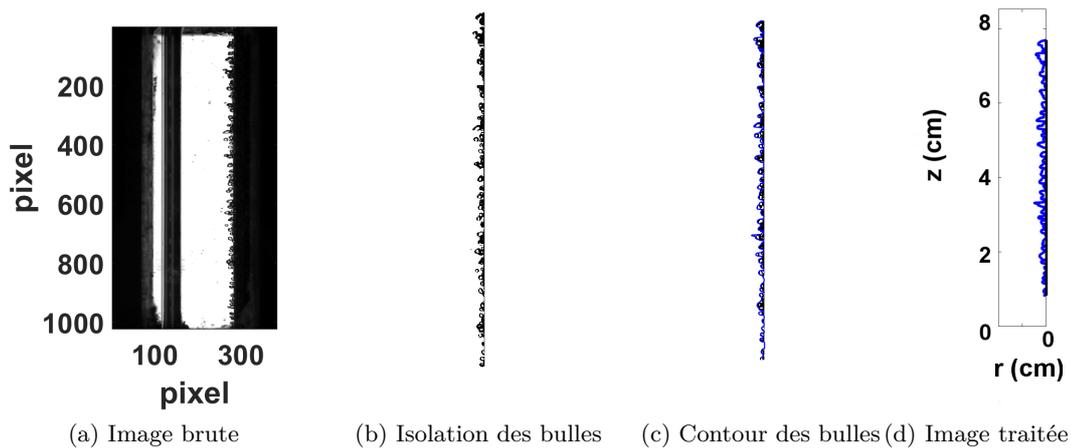
FIGURE 3.18 – Comparaison des données expérimentales avec les corrélations de Rohsenow [81] et Chen [23]

La distribution de la taille de ces bulles sur une zone assez importante (280 000 points) d'ébullition nucléée stable permet de caractériser une population et donc une probabilité de présence ou d'absence de bulles sur la paroi (figure 3.21.a). Le taux d'absence τ_{abs} correspond à la fraction de pixels pour lesquels l'algorithme ne détecte pas de vapeur. Le taux de présence est ensuite déduit comme le complémentaire de ce taux d'absence, $\tau_{pres}=1-\tau_{abs}$. Ce taux de couverture de bulles sur la paroi est alors déterminé selon le sous-refroidissement et le débit pour deux sections d'essai différentes (figure 3.21.b)

Le débit, le sous-refroidissement et le flux généré sont les trois paramètres qui influencent le taux de couverture de vapeur sur la paroi. En ce qui concerne le flux généré, le taux d'absence diminue quand celui-ci augmente, favorisant donc l'apparition de bulles sur la paroi. Le débit a l'effet inverse et à tendance à gêner la génération de bulles. Enfin le nombre de Jakob montre moins d'influence mais semble avoir le même effet que le débit.

Pour les zones où il y a des bulles sur la paroi, on s'intéresse à la distribution statistique de l'épaisseur de vapeur le long de la paroi. On associe cette épaisseur à une taille de bulle (figure 3.22).

La discrétisation de la densité de probabilité correspond à 1 pixel de la caméra rapide, ce qui apparaît suffisant pour échantillonner l'ensemble de la fonction de distribution. La fonction



(e) $D_{b,z=0.04m}(t)$

FIGURE 3.19 – a-d) Traitement d’image de la caméra rapide à un instant donné et e) Évolution de la taille de bulle D_b sur une position axiale.

de répartition expérimentale $F(x)$ (Cumulative Distribution Function, aussi noté CDF) de cette distribution est aussi calculée. Elle permet de déterminer la probabilité que la bulle ait une taille inférieure ou égale à une taille de bulle donnée. Par exemple pour ce test, la CDF est égale à 0.5 pour un diamètre de bulle d’environ 0.07cm, ce qui signifie donc que 50% des bulles ont des tailles inférieures à ce diamètre. La densité de probabilité admet un pic à 0.07cm qui correspond à la taille la plus probable de la couche de bulle. Pour les tailles supérieures jusqu’à 0.25cm, elles correspondent à des bulles qui ont probablement coalescées avec d’autres bulles, ce qui reste un évènement assez peu probable. Ainsi, la figure 3.22 montre qu’une loi normale permet d’approcher correctement la distribution.

$$F(x) = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - \langle x \rangle}{\sigma_x \cdot \sqrt{2}} \right) \right) \quad (3.9)$$

Cette loi normale définie par l’équation 3.9 est représentée par la courbe en noir et elle dépend de $\langle x \rangle$ qui correspond à la moyenne et σ_x à l’écart type de la variable étudiée. Dans ce cas, la densité de probabilité est calculée comme :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_x \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle x \rangle}{\sigma_x} \right)^2} \quad (3.10)$$

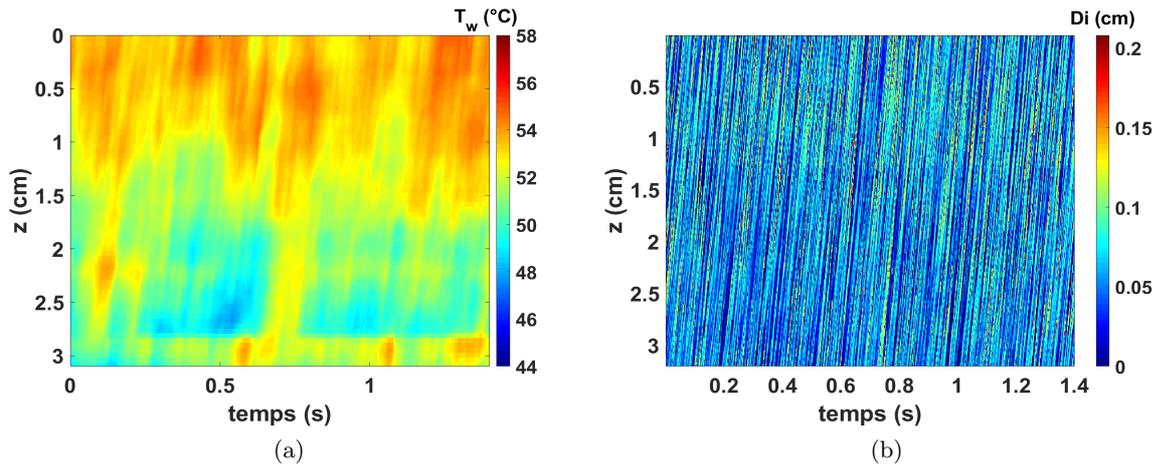


FIGURE 3.20 – Courbe spatio-temporelle de la température obtenue avec les mesures de la caméra infrarouge en a) et courbe spatio-temporelle du diamètre de bulle obtenue avec les images de la caméra rapide en b) prise dans la zone d'ébullition nucléée du carré rouge. Les caractéristiques de l'essai sont d'une puissance imposée à $\Phi_{gen} = 40000 \text{ W.m}^{-2}$, $\text{Re} = 13500$, $\Delta T_{sub} = 15^\circ\text{C}$

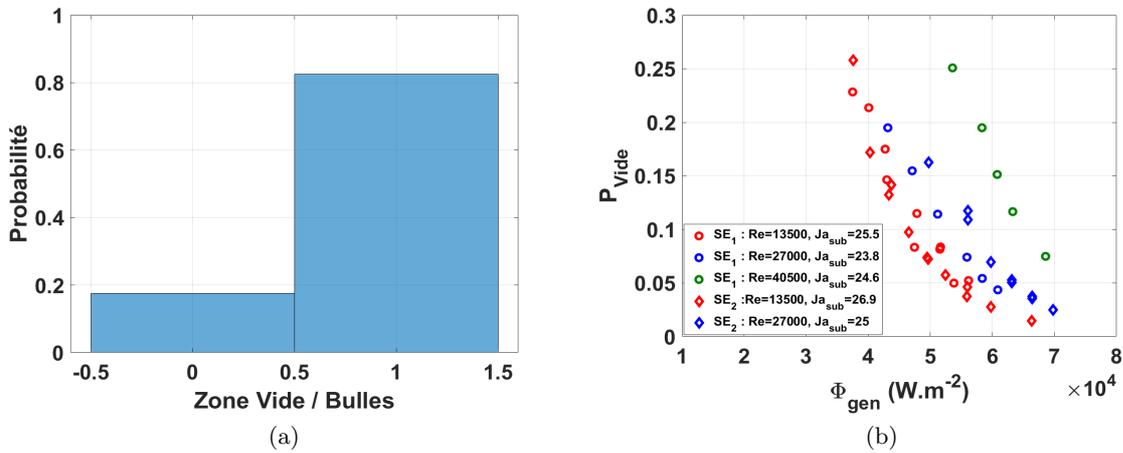


FIGURE 3.21 – a.) Probabilité de présence de bulle (1) ou de zone d'absence (0) sur toute la paroi lors de la phase d'ébullition nucléée et b.) Évolution du taux d'absence de bulle sur la paroi P_{vide} en fonction du flux généré.

Comme notre valeur suit une loi normale, on utilise la notation avec la variance σ_x^2 pour déterminer la densité de probabilité :

$$X \sim \mathcal{N}(\langle x \rangle, \sigma_x^2) \quad (3.11)$$

Grâce à cette propriété, la loi normale permet d'approcher et caractériser notre étude à partir des mesures d'erreurs en paramétrant un intervalle de confiance. Cette loi qui est donc définie par la moyenne $\langle x \rangle$ et l'écart type σ , donne un intervalle de confiance de type $[\langle x \rangle - r\sigma, \langle x \rangle + r\sigma]$. Avec $r > 0$ qui permet d'obtenir les plages de normalité pour un niveau de confiance donné.

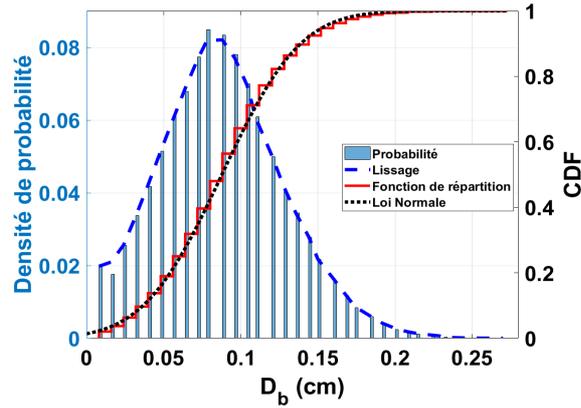


FIGURE 3.22 – Densité de probabilité des diamètres de bulles avec sa fonction de répartition corrélée à une loi Normale.

La moyenne et l'écart type de la taille de la couche de bulles de vapeur sont donc calculées selon les différents paramètres (Φ_{gen} , le sous-refroidissement et le débit) sur les figures 3.23.

Pour l'écart type, il semble évoluer de la même façon que la moyenne. Il devient ainsi intéressant de calculer un coefficient de variation (CV) défini comme l'écart-type divisé par la moyenne (figure 3.23.c). Cet indicateur est sans dimension et permet de comparer nos essais.

Ce coefficient reste quasiment constant quel que soit le test et ne semble pas dépendre des paramètres de l'expérience ainsi $\frac{\sigma}{\langle x \rangle} \sim 0.43$. Les tailles des bulles sont alors dispersées, ce résultat est attendu du fait des phénomènes observés cités précédemment (glissement, grossissement, détachement).

En ce qui concerne la moyenne de ces tailles de bulles, il y a une forte dépendance des trois paramètres principaux à savoir le flux généré, le débit et le sous-refroidissement (le terme sans dimension $\frac{\rho_l}{\rho_v}$ étant considéré constant dans les expériences). Chacun de ces paramètres peut être déterminé à partir de trois nombres sans dimension : le nombre d'ébullition $Bo = \frac{\Phi_{gen}}{h_{lv} \cdot G}$ qui représente les perturbations engendrées par les bulles dans l'écoulement, le nombre de Reynolds Re et le nombre de Jakob de sous-refroidissement $Ja_{sub} = \frac{\rho_l \cdot C_{pl} \cdot (T_{sat} - T_b)}{(\rho_v \cdot h_{lv})}$. Une corrélation qui détermine la taille moyenne des bulles sur une paroi verticale avec un écoulement a été déterminée empiriquement par Zeitoun et coll. [104] pour de l'eau dans une section annulaire pour des basses pressions. Dans leur étude, les mesures sont faites par une caméra rapide placée de sorte à observer des bulles de dessus. Ils font également l'hypothèse que les bulles ont une forme elliptique. Étant donné que dans notre expérience, le fluide utilisé est du HFE7000 dans une section semi-annulaire et que l'estimation des tailles de bulles est reliée à des mesures des épaisseurs de couches de vapeur, les paramètres de cette corrélation sont ajustés par la méthode des moindres carrés. La taille des bulles est alors approchée comme :

$$\frac{D_b}{L_c} = \frac{0.69 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1.76}}{Re^{0.54} \left[Ja + \frac{165.9 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1.76}}{Bo^{0.75} \cdot Re^{1.73}} \right]} \quad (3.12)$$

avec L_c qui correspond à la longueur capillaire déterminée par :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}} \sim 0.09 cm \quad (3.13)$$

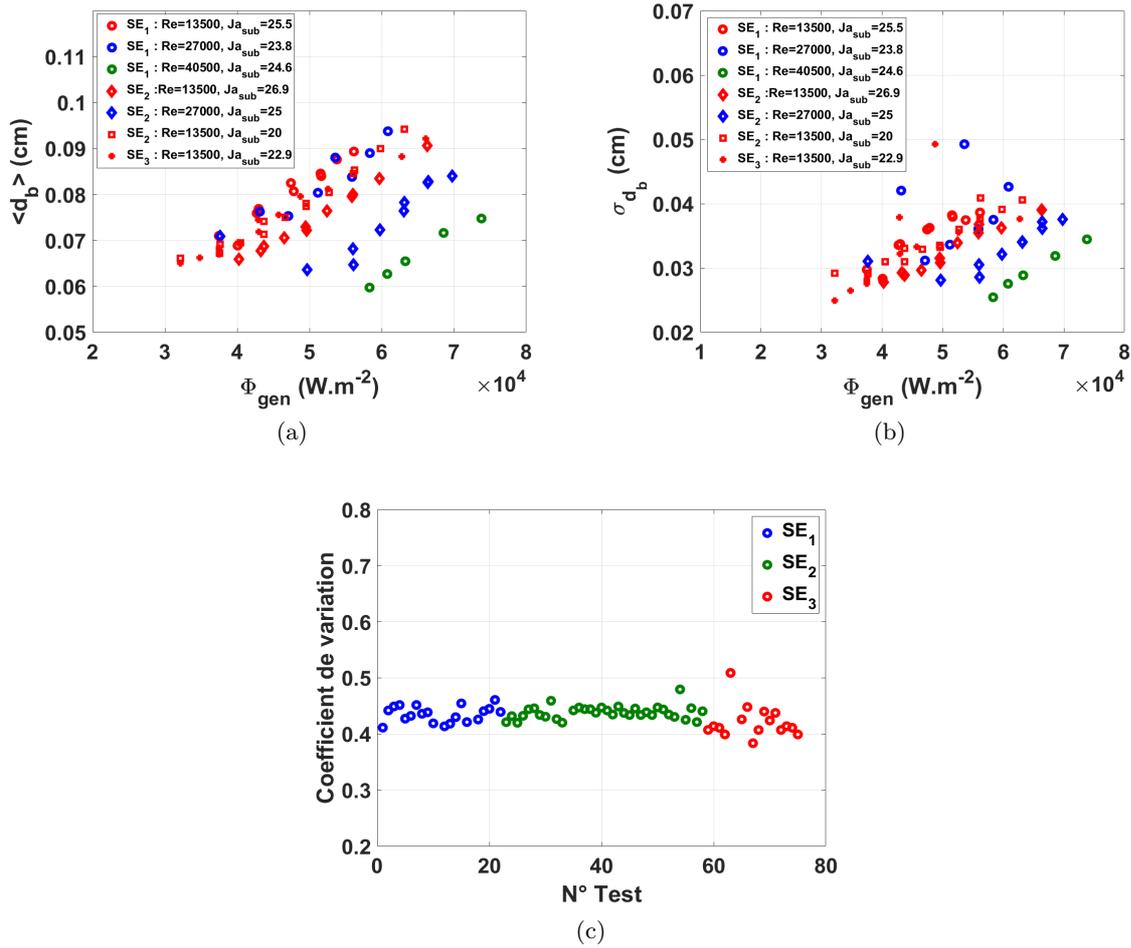


FIGURE 3.23 – Moyenne $\langle d_b \rangle$ et écart type du diamètre de bulle σ_{d_b} pour différentes conditions expérimentales et mesure du coefficient de variation pour chaque test disponible en ébullition nucléée.

Cette corrélation approche correctement nos mesures à minima dans les gammes $\Phi_{gen} \in [35\ 000 - 90\ 000] W.m^{-2}$ ce qui correspond à des nombre d'ébullition $Bo \in [4.10^{-4} - 2.10^{-3}]$, $Re \in [13\ 000 - 41\ 000]$, $Ja_{sub} \in [20 - 30]$. En comparant ce modèle avec nos données expérimentales sur la figure 3.24, l'écart reste assez faible sur les gammes de nos paramètres (inférieur à 15%).

Ce modèle permet de rendre compte de l'influence des différents paramètres. Ainsi :

- Lorsque le nombre d'ébullition Bo augmente, le dénominateur de l'équation va diminuer faisant donc augmenter le diamètre de bulle. C'est bien ce qui est observé quand le flux généré augmente.
- Lorsque le nombre de Jakob Ja_{sub} augmente, le dénominateur de l'équation va augmenter faisant donc diminuer le diamètre de bulle. Ce qui est cohérent avec le fait que les forts sous-refroidissement engendrent des diamètres de bulles moins importants.
- Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le dénominateur de l'équation va augmenter faisant donc diminuer le diamètre de bulle. En effet, c'est le terme $Re^{0.58}$ qui prend le dessus sur le reste de l'équation quand on le modifie. Ce résultat va également dans le sens d'une diminution de la taille des bulles avec l'augmentation du débit.

Ces comportements sont représentatifs des résultats obtenus sur la moyenne de la taille des bulles sur la figure 3.23.

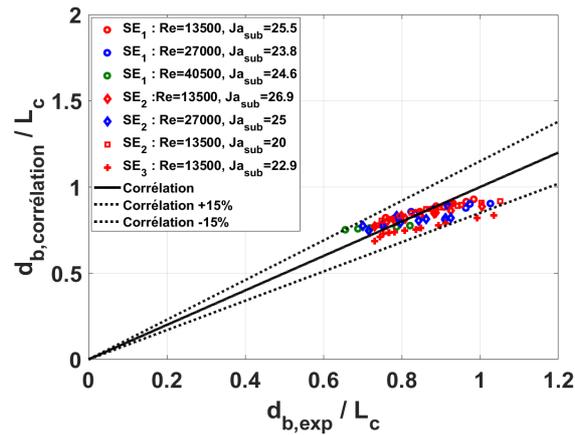


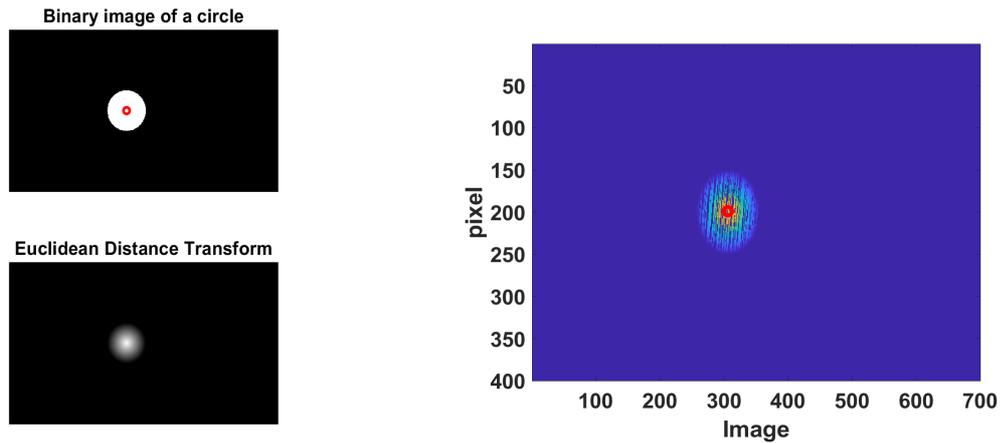
FIGURE 3.24 – Comparaison de la corrélation proposée avec les données expérimentale sur le diamètre des bulles.

Détermination des trajectoires des bulles Les vitesses de bulle sur les image brutes de la caméra rapide sont compliquées à déterminer à partir d'un traitement d'image sur un suivi Lagrangien de particules. En effet, de nombreuses bulles de vapeur sont présentes sur l'axe de symétrie du clinquant et elles ont tendance à glisser sur la paroi. Néanmoins, on distingue clairement sur la figure 3.20.a des lignes obliques et parallèles qui correspondent à des trajectoires des structures de l'écoulement et qu'on identifie à des parcours de bulles.

Pour estimer quantitativement les vitesses de déplacement le long des trajectoires, un algorithme de détermination des pentes des lignes obliques a été mis en place. Il consiste en premier lieu à sélectionner une valeur de diamètre $D_b(z_0, t_0)$ assez importante aléatoirement en bas de l'image. On applique ensuite un filtre aux points de l'espace (z, t) environnants une pondération $p(z, t)$, une fonction décroissante de leur distance à (z_0, t_0) . On détermine le point suivant de la trajectoire comme étant le maximum de $p(z, t) * D_b(z, t)$ qui est donc dans le voisinage de (z_0, t_0) . Cette procédure est répétée jusqu'à atteindre les bords de l'image. On obtient ainsi une trajectoire, le plus souvent relativement rectiligne pour un (z_0, t_0) . Cette procédure est répétée pour un autre point de départ. Cette méthode est représentée sur la figure 3.25, elle est appliquée jusqu'à atteindre le haut de l'image et sur 30 points de départ (z_0, t_0) pour avoir des probabilités sur les vitesses des bulles.

On obtient, in fine, plusieurs trajectoires $z^i(t)$. Pour chacune d'elles, on effectue une régression linéaire dont on détermine la pente dz/dt . Cette pente est alors assimilée à une vitesse (figure 3.26).

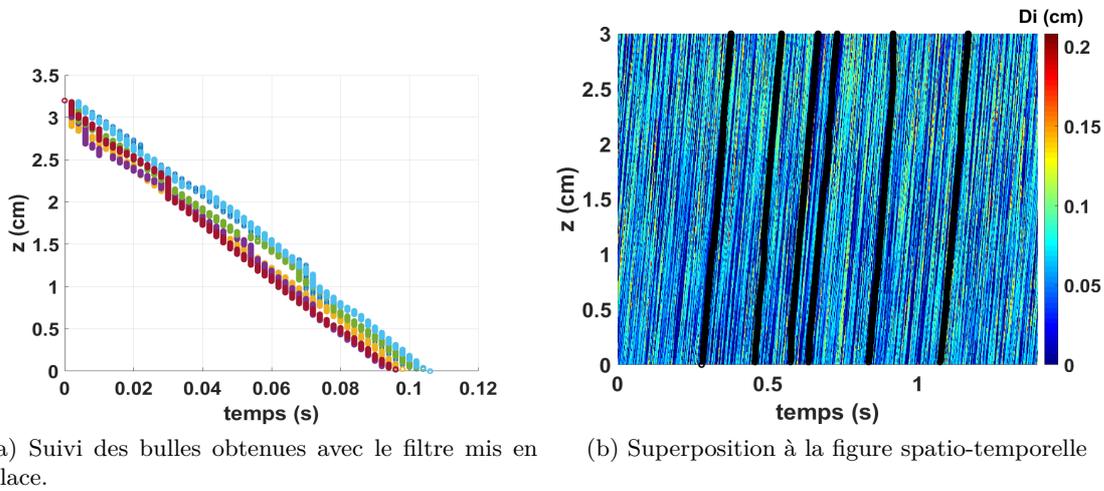
La superposition de la cartographie des tailles de bulles avec les pentes obtenues, permet de voir que l'algorithme arrive à suivre le glissement des bulles sur la paroi et donne une vitesse moyenne sur 30 tests lancés (figure 3.27). Cette vitesse globale de la couche de bulles permet d'avoir une estimation de la vitesse de glissement des bulles sur la paroi. Ce résultat nous permet alors une comparaison avec les vitesses caractéristiques de l'écoulement.



(a) Création d'un disque de valeur nulle sur une image binarisée autour d'un pixel et application d'un poids $p(z,t)$ pour chaque pixel dans ce disque dépendant de sa distance au centre.

(b) Filtre appliqué sur l'image.

FIGURE 3.25 – Application du filtre sur la courbe spatio-temporelle du diamètre de bulle.



(a) Suivi des bulles obtenues avec le filtre mis en place.

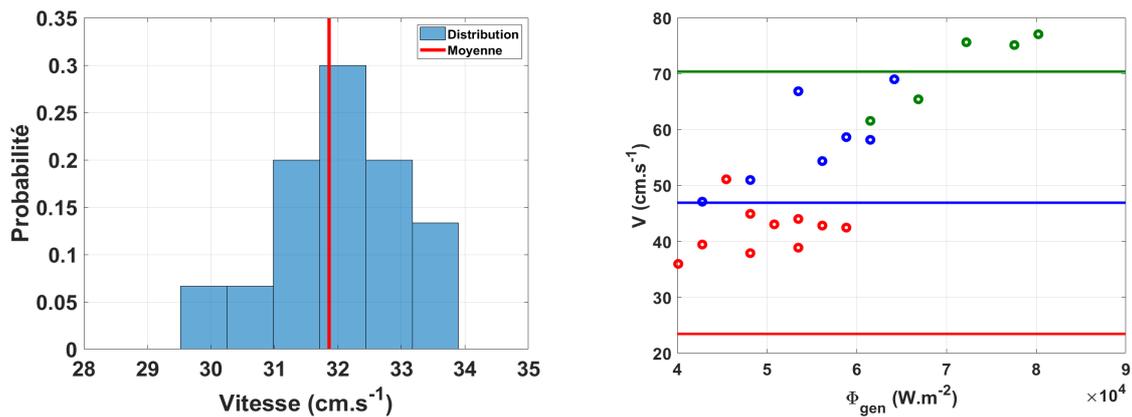
(b) Superposition à la figure spatio-temporelle

FIGURE 3.26 – Trajectoires des bulles obtenues sur six zones différentes (en noir sur la figure b)

Les vitesses sont extraites pour plusieurs tests en ébullition nucléée et plusieurs paramètres expérimentaux. Il est intéressant de constater que les vitesses de bulles sont toujours supérieures aux vitesses débitantes U_{deb} (figure 3.27.b). On estime alors la vitesse terminale d'une bulle V_{term} par l'équation suivante :

$$V_{term} = \sqrt{\frac{2 \cdot (\rho_l - \rho_v) \cdot (D_b/2) \cdot g}{\rho_l \cdot C_d}} \quad (3.14)$$

On fait l'hypothèse ici que les bulles sont des sphères de diamètre d_b qui est compris entre 1 et 6mm. Le coefficient de traînée C_d , ce paramètre dépend du nombre de Reynolds de bulle $Re_b = \frac{V_{term} \cdot D_b}{\nu}$. Un coefficient de traînée de bulle hémisphérique en proche paroi a été obtenu



(a) Densité de probabilité et moyenne des vitesses obtenues sur 30 tests. (b) Vitesse en fonction du flux généré comparée à la vitesse de l'écoulement

FIGURE 3.27 – Résultats sur la vitesse des bulles déterminée dans un écoulement sous-refroidi.

par Legendre et coll. [62] pour permettre d'approcher un nombre de Reynolds de bulles et donc une vitesse de bulle. Mais étant donné que le taux de cisaillement de l'écoulement dans la section semi-annulaire n'est pas connu, on fait l'hypothèse d'un coefficient de traînée d'une bulle sphérique isolée ainsi :

$$Cd = \begin{cases} \frac{24}{Re} \cdot (1 + 0.15 \cdot Re^{0.687}) & \text{si } 0.1 < Re < 1000 \text{ (loi de Schiller et Neumann)} \\ 0.44 & \text{si } Re > 1000 \text{ (loi de Newton)} \end{cases}$$

Ainsi la vitesse terminale est calculée et représentée sur la figure 3.28 en fonction du diamètre d_b .

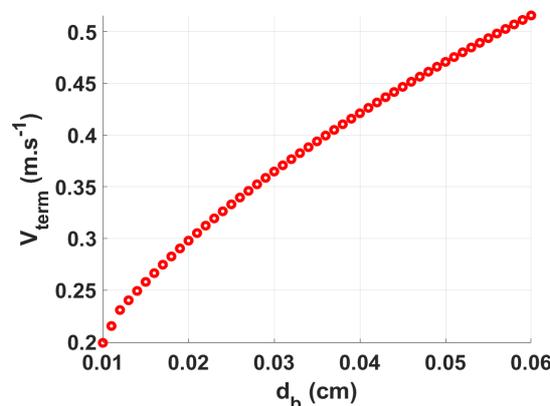


FIGURE 3.28 – Vitesse terminale en fonction du diamètre de bulle d_b .

La vitesse terminale est donc plus importante pour des bulles de grandes tailles. Pour comparer les vitesses, des diamètres de bulle caractéristiques, dans des écoulements à différents Reynolds, sont estimés. Un récapitulatif des vitesses est alors donné dans le tableau 3.2. Baudin [8] a montré qu'aux tailles caractéristiques des bulles, la vitesse au sommet de la bulle correspond à la vitesse dans l'écoulement.

TABLEAU 3.2 – Tableau des différentes vitesses calculées dans l'écoulement.

Débit ($l.s^{-1}$)	V_{exp} ($m.s^{-1}$)	V_{deb}	D_b (mm)	V_{term}	$V_{tot} = V_{deb} + V_{term}$
0.1	$\epsilon[0.37-0.5]$	0.24	$\epsilon[3-5]$	$\epsilon[0.36-0.47]$	$\epsilon[0.6-0.71]$
0.2	$\epsilon[0.48-0.69]$	0.47	$\epsilon[3-4.5]$	$\epsilon[0.36-0.45]$	$\epsilon[0.83-0.92]$
0.3	$\epsilon[0.63-0.77]$	0.70	$\epsilon[3-3.5]$	$\epsilon[0.36-0.4]$	$\epsilon[1.06-1.1]$

Les vitesses calculées surestiment les résultats expérimentaux mais donnent un ordre de grandeur et une tendance cohérents. Les hypothèses fortes sur la forme des bulles et sur le coefficient de traînée dans l'écoulement turbulent sont certainement à l'origine de cet écart.

Synthèse Une étude statistique sur la taille des bulles de vapeur permet d'approcher par une loi normale la distribution en tailles de bulles en connaissant la moyenne de celles-ci. En étudiant l'influence du flux généré, le débit et le sous-refroidissement, une corrélation des tailles moyennes de bulle est apportée. Pour finir de caractériser les bulles, une vitesse moyenne de bulle est approchée à l'aide d'un suivi fin des bulles à partir de la cartographie des bulles.

3.4.2 Température imposée

Lorsqu'on contrôle la puissance injectée, il est difficile d'avoir des forts transitoires de température dans le régime d'ébullition nucléée sur des temps assez longs. En effet, si la puissance imposée est trop importante, cette phase ne dure que quelques millisecondes au mieux, voire n'existe plus avec un passage direct en ébullition en film. Pour étudier les phénomènes transitoires dans ce régime, un système d'asservissement en température (basée sur la mesure de la résistance du métal) est implémenté pour créer des phénomènes transitoires à l'aide de rampe de température sur une gamme de 5 - 500 $K.s^{-1}$. Il est cependant nécessaire de commencer les tests quand l'ébullition nucléée est établie (à l'instar des travaux d'Auracher et Marquardt [5]) pour ne pas perdre le contrôle lors du déclenchement de l'ébullition. Ces transitoires sont alors comparés à des tests avec des températures maintenues constantes assez longtemps pour être stables. Cet état stationnaire est détaillé dans une première partie avant d'étudier le cas du régime transitoire.

Étude thermique de l'état stationnaire

Avec l'aide du P.I.D., il est possible d'imposer des températures constantes et donc d'en déduire des courbes d'ébullition avec des flux de chaleur également constants. Tout d'abord, un diagramme spatio-temporel de la température est donné figure 3.29.a. Le changement de palier de température est facilement identifiable ici avec des zones bien délimitées dans le temps. Avec les synchronisations temporelles et spatiales mises en place, le flux généré par le P.I.D. pour obtenir ces consignes en températures constantes est tracé sur la figure 3.29.b.

Le système d'asservissement P.I.D. suit correctement les consignes imposées : la température moyenne dans le clinquant mesurée à partir de la résistance du clinquant est constante même pour les plus fortes valeurs. Les surchauffes obtenues peuvent être de l'ordre de 40°C, voire plus. Ces températures imposées sont relativement importantes pour un régime d'ébullition nucléée et permettent de prolonger le régime stationnaire. À chaque palier de consigne, on observe un overshoot de flux puis une stabilisation relativement rapide vers un flux généré constant.

Afin de caractériser la complexité du régime transitoire, on estime une densité de probabilité de température de surchauffe à la paroi pour chaque palier de température. La fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge est de 500Hz et les paliers durent en moyenne 5 secondes :

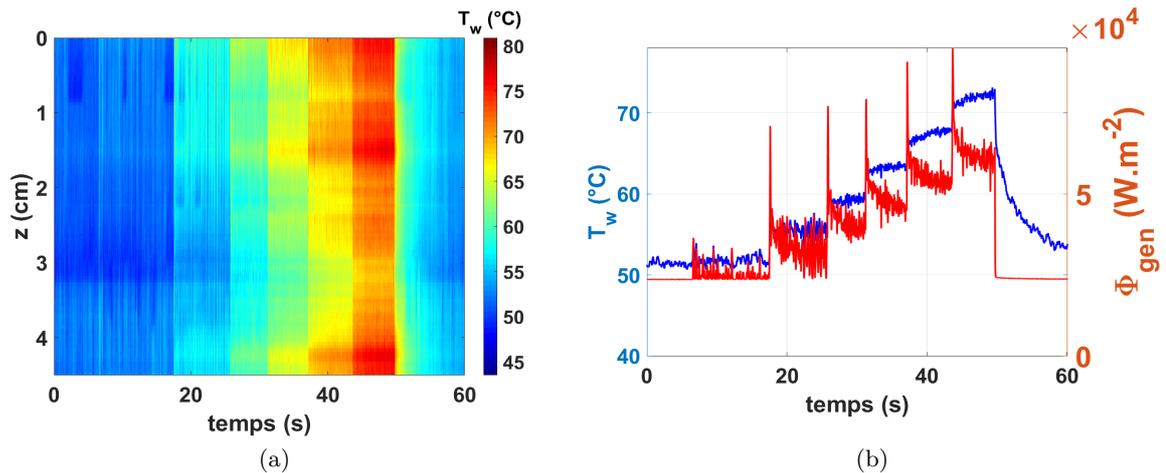


FIGURE 3.29 – a. Diagramme spatio-temporel en température du régime d'ébullition nucléée lorsque la température est imposée et b) moyenne axiale de T_w avec synchronisation du flux généré, $Re=14\ 000$, $\Delta T_{sub}=13.25^\circ C$.

il y a donc 2500 images au total, ce qui fait un total de 3 300 000 points de température pour chaque palier de température constante. La densité de probabilité ainsi que la fonction de répartition déduite sont calculées pour trois niveaux de palier de températures sur la figure 3.30. La CDF déterminée pour chaque pas de temps (en orange sur la courbe) reste assez stable dans le temps pour pouvoir considérer une moyenne de cette grandeur (en noir sur la courbe).

L'ébullition nucléée est complètement développée sur la paroi, pourtant, les densités de probabilités sur les figures 3.30a-c) font apparaître deux pics de température. Un premier pic de température qui correspond à la température de consigne imposée et un deuxième pic où les températures sont plus élevées dans des zones très localisées. Ces points chauds correspondent soit à des zones où l'ébullition n'a pas été déclenchée (valable pour les faibles températures figure 3.30 a et b), soit à des zones d'intense vaporisation (proche du film de vapeur) qui isolent la paroi du liquide momentanément (valable aux fortes températures, figure 3.30.c). La moyenne de la fonction de répartition sur chaque palier de température (figure 3.30.d) montre que plus la température imposée est importante, plus ces zones sont nombreuses et perturbent la thermique. L'écart type devient alors plus important pour des chauffes assez fortes. Ceci indique que les zones où la température est élevée apparaissent d'autant plus régulièrement que la consigne est élevée. On verra par la suite que ce sont des précurseurs pour l'établissement d'un film de vapeur. D'une manière similaire, un diagramme spatio-temporel du flux transféré au liquide est obtenue sur la figure 3.31.

Les paliers de température sont également visibles sur cette figure 3.31. Le flux Φ_w est assez homogène selon la hauteur et aussi sur chaque palier lors du régime d'ébullition nucléée stationnaire. La figure 3.31 est une courbe d'ébullition locale (prise au milieu de la section d'essai). Le flux et la température ont une forte variabilité lors d'un palier mais il est toujours possible d'extraire une courbe d'ébullition moyenne classique.

Pour valider ce résultat, le flux de la paroi vers le liquide a été moyenné pour chaque palier de température sur chaque position axiale z . On obtient alors des moyennes de flux sur un palier de température stable dépendantes de la hauteur. On en déduit que le flux est bien homogène selon l'axe z pour tous les paliers imposés et que les fluctuations sont bien décorrélatées de celles en température. Une moyenne du flux de chaleur peut alors être retenue. Une courbe d'ébullition sans la dépendance du flux est tracée sur la figure 3.32.

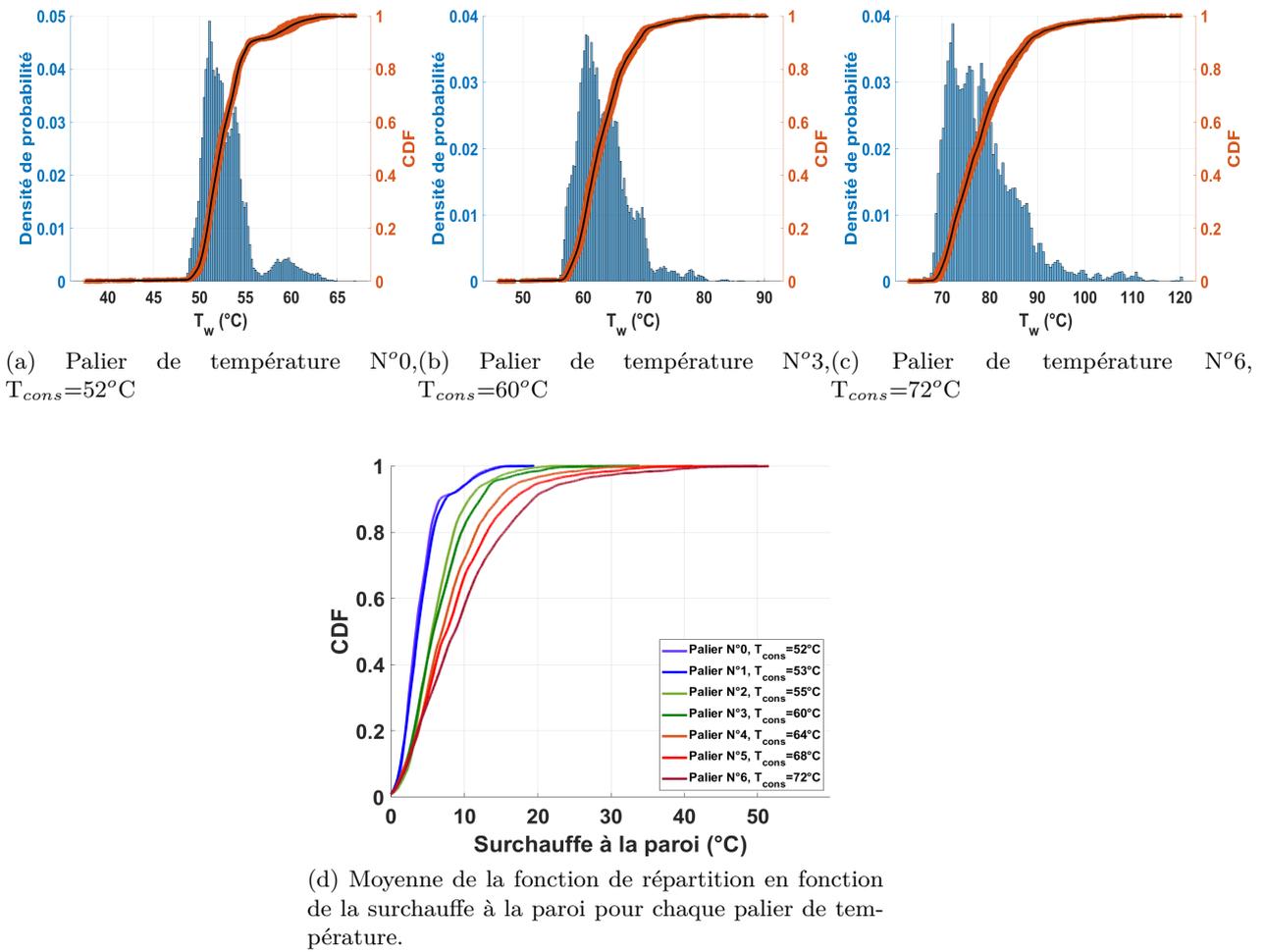


FIGURE 3.30 – Étude statistique sur le champ de température.

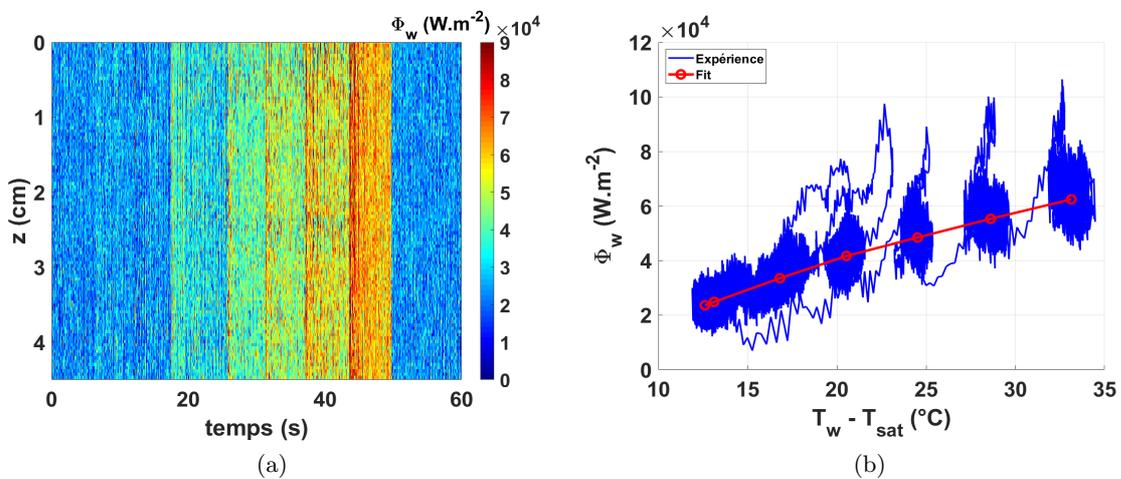


FIGURE 3.31 – Diagramme spatio-temporel en flux transféré au liquide du régime d'ébullition nucléée lorsque la température est imposée et courbe d'ébullition locale et moyennée.

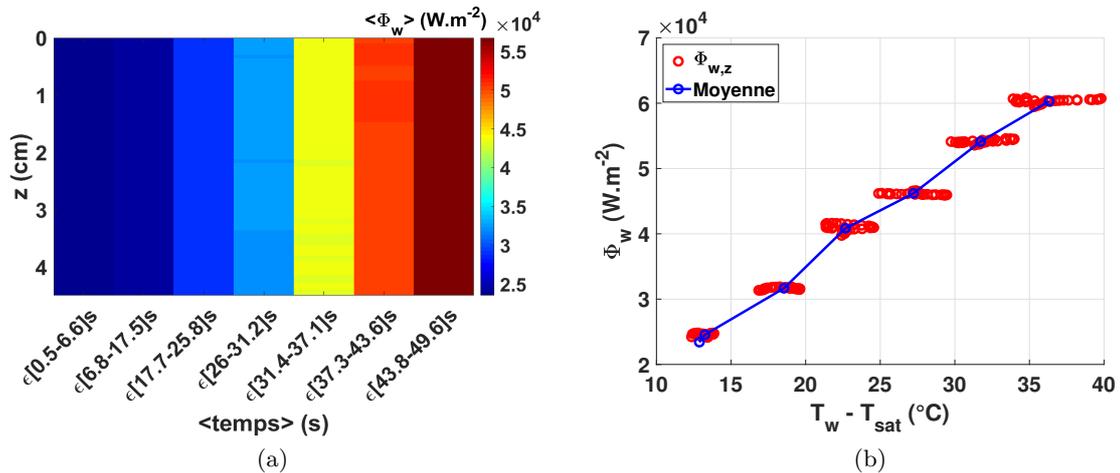


FIGURE 3.32 – Moyenne du flux pour chaque pixel dans la hauteur de mesure entre chaque palier de température et courbe d’ébullition avec incertitude sur la température.

Cette courbe montre les différences de température qu’il peut y avoir sur chaque palier. On retrouve des surchauffes de température jusqu’à 10% de la valeur moyenne mais en faible densité. L’écart type ne vaut ici que 2.5% de la moyenne sur ce test. Cette vérification faite sur tous les essais, on obtient des courbes d’ébullition moyennes qui dépendent des mêmes paramètres que les tests en puissance imposée.

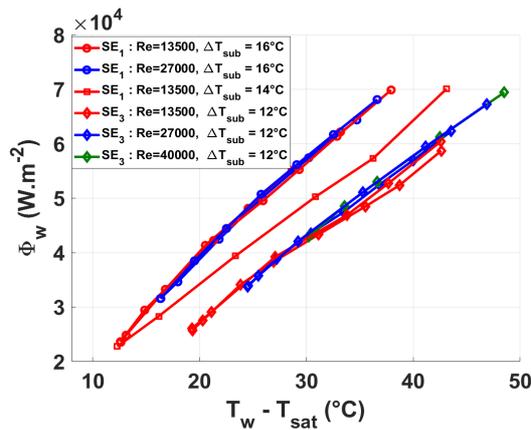


FIGURE 3.33 – Courbe d’ébullition sur trois sections d’essai aux paramètres différents (Re, ΔT_{sub}).

Les tests en température contrôlée en créneau permettent d’atteindre des niveaux de température impossibles à obtenir en imposant une puissance, les surchauffes peuvent monter jusqu’à 50°C. Les mêmes tendances obtenues précédemment pour les tests en puissance imposée sont retrouvées ici : le débit ne semble pas influencer les flux de chaleur dans notre gamme de Reynolds, au contraire du sous-refroidissement qui tend à améliorer ces échanges de chaleur. Les résultats obtenus pour ces deux modes de contrôle sont comparés sur la figure 3.34 :

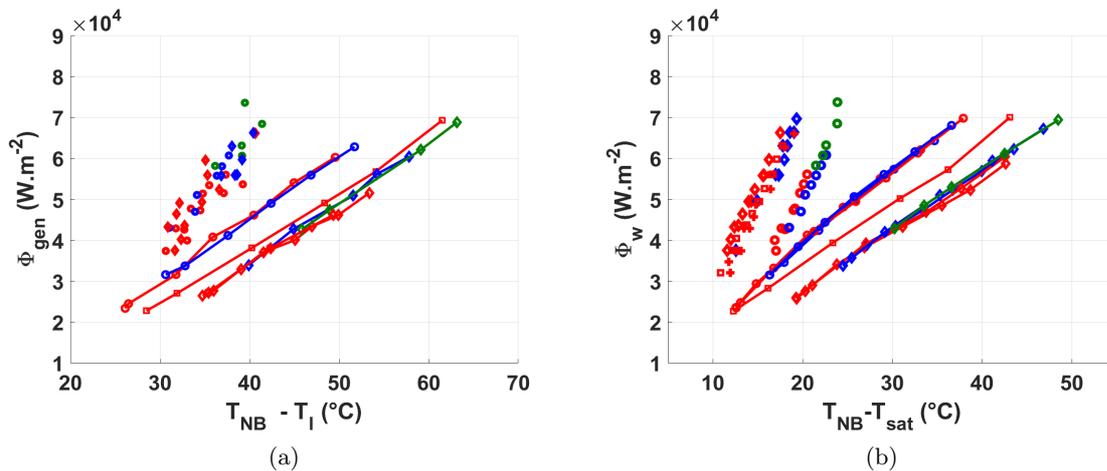


FIGURE 3.34 – Courbes d'ébullition en puissance (point) et température (trait plein) imposée en fonction de la surchauffe à la paroi pour plusieurs débits ($Re_{rouge}=13500$, $Re_{bleu}=27000$, $Re_{vert}=40000$) et températures de sous-refroidissement (ΔT_{sub} : $\circ=16^{\circ}C$, $\square=14^{\circ}C$, $\diamond=12^{\circ}C$).

La différence qui apparaît entre la figure 3.34.a et la figure 3.34.b peut s'expliquer par le fait qu'un des paramètres qui est mesuré sans être contrôlé lors des expériences est la pression dans la section d'essai. Cette pression dans nos campagnes d'essai est comprise entre 1 et 1.3bar. Ceci fait varier la température de saturation du HFE7000 entre 35 et 41 $^{\circ}C$. La représentation en $T_w - T_l$ ne permet pas alors de rendre compte de son effet sur les surchauffes à la paroi.

Pour un même flux transféré au liquide, les surchauffes à la paroi sont plus importantes lors du contrôle en température : les échanges de chaleur en sont donc dégradés. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour les forts flux générés, la température continue d'augmenter légèrement lors de la phase d'ébullition nucléée et correspond donc à un transitoire lent, or le flux de chaleur est plus important lors d'un transitoire qu'en régime stationnaire (voir partie sur l'ébullition nucléée transitoire).

Pour maintenir constantes des surchauffes aussi intenses, le système d'asservissement est obligé d'adapter le flux généré rapidement de façon irrégulière pour éviter de passer en ébullition nucléée transitoire. La mise en place du P.I.D. change pour chaque section d'essai et surtout les paliers de température ne sont pas identiques. En effet pour des surchauffes importantes, la résistance du clinquant n'est plus forcément linéaire avec la température, ce qui implique que le P.I.D. mette un peu plus de temps à réagir. À cause de ces réglages notamment, la température, et donc le flux généré, vont passer par une phase transitoire avant de se stabiliser. Un P.I.D. avec des gains optimisés selon les paliers de température pourrait être mis en place pour atteindre la température constante voulue pour des temps plus courts.

Finalement, les corrélations classiques ne sont alors plus adaptées pour ce type d'essai et le flux dans ce cas là est considéré comme linéaire avec la température de surchauffe.

Cette étude va permettre de comparer les résultats en température stationnaire avec les essais en transitoire où des rampes de température à des taux de chauffe fixes sont imposées.

Étude thermique de l'état transitoire

Dans de nombreuses études sur l'ébullition nucléée, les phénomènes transitoires impliquent des flux de chaleur plus importants qu'en stationnaire et dépendent du taux de chauffe à la paroi. Cette partie transitoire reste peu étudiée encore à ce jour et manque de modélisation. Ce type de tests reste plus difficile à mettre en place que ceux en puissance imposée. En effet, lors des tests à fortes puissances imposées, les transitoires d'ébullition nucléée sont très courts, l'alimentation est alors coupée en milieu de test pour éviter un embrasement de la section d'essai. Un contrôle de l'alimentation par un système d'asservissement de type P.I.D. est nécessaire avec une température contrôlée (par la mesure de la résistance du clinquant dans notre cas). Avec la mise en place du P.I.D. à haute cadence, des rampes de températures sont imposées. Des transitoires dit lents de 1 à 50K.s⁻¹ permettent de se comparer aux essais de Auracher & Marquardt [5] et des rampes de température plus importantes donnant des transitoires dits rapides de 50 à 500K.s⁻¹ permettent de se rapprocher des phénomènes observés lors d'un RIA.

Dans un premier temps, les cartographies caractéristiques d'essais en rampes de température sont représentées sur la figure 3.35 pour un nombre de Reynolds = 27 000 et $\Delta T_{sub}=14^{\circ}\text{C}$.

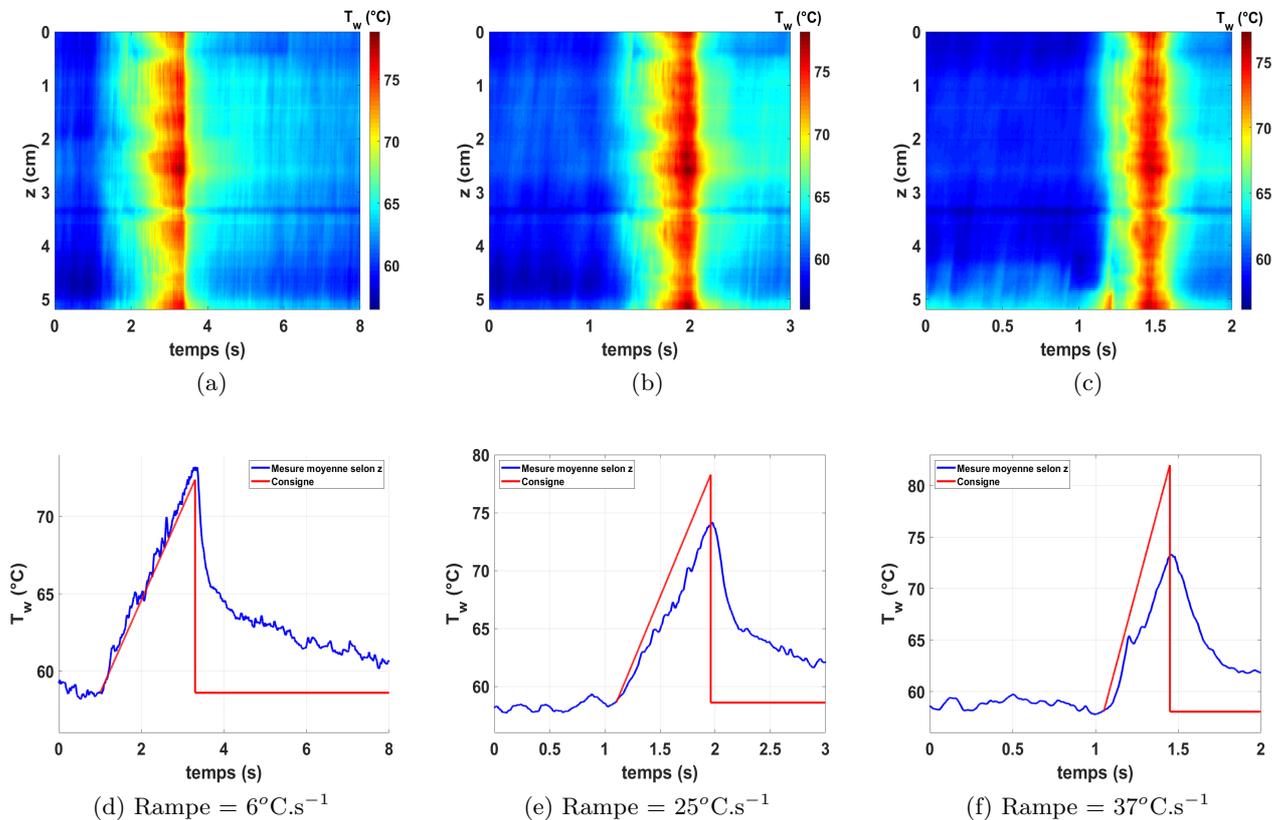


FIGURE 3.35 – a-c) Champ spatio-temporel de la température de paroi au centre du clinquant pour plusieurs rampes de température. d-f) Comparaison entre la température moyenne de paroi et la température déduite de la résistance du clinquant. Avec $Re=27000$, $\Delta T_{sub}=14^{\circ}\text{C}$

Une comparaison entre ce qui est imposé en consigne de température (qui dépend de la résistance moyenne du clinquant sur la hauteur mesurée) et ce qui est mesuré en moyenne sur la hauteur du clinquant permet de montrer que le P.I.D. arrive à générer correctement des rampes de température (figure 3.35 d-f). Toutefois, plus la rampe de température voulue

est forte, plus le P.I.D. perd en précision. Adapter les paramètres de contrôle permettrait d'améliorer le suivi des rampes. Cela reste néanmoins suffisant pour notre étude.

Les figures 3.35 montrent bien que prendre une moyenne de la température ne permet pas forcément de représenter tous les phénomènes qui peuvent apparaître sur la paroi. Il faut alors prendre en compte dans ce régime des écarts type pour nous assurer des intervalles de confiance pour tous les tests. Cet écart type est d'au maximum 2°C , même lors de la montée en température : cette faible valeur nous autorise à considérer une moyenne axiale.

On représente les résultats obtenus pour plusieurs rampes de température sur la figure 3.36.

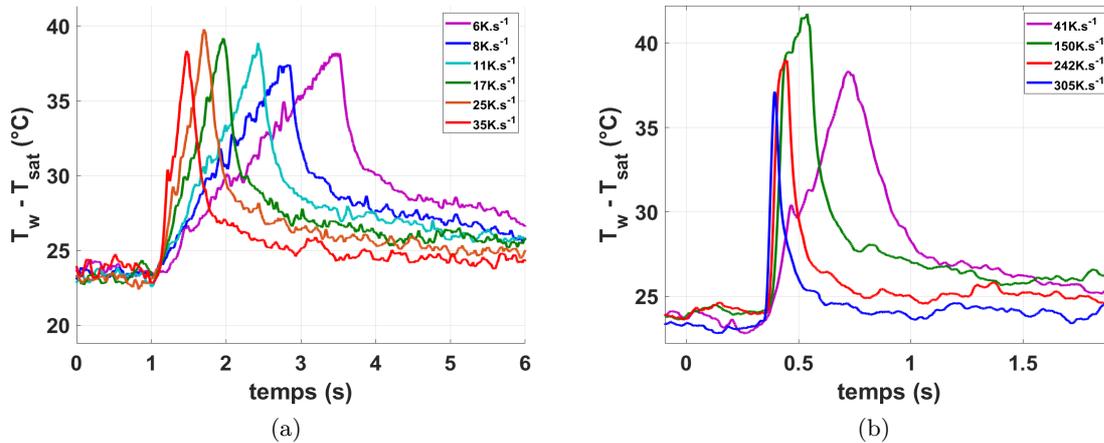


FIGURE 3.36 – Rampes de température moyenne lentes en a.) et rapides en b.) imposées et mesurées par la caméra infrarouge

Les rampes générées sur la figure 3.36.a correspondent à la gamme des taux de chauffe imposés par Auracher et Marquardt [5] et celle sur la figure 3.36.b correspondent à des rampes plus importantes. Il est possible de comparer leurs résultats aux nôtres pour les transitoires lents mais pour les transitoires plus rapides, les résultats sont plus sensibles aux conditions de mesures. La fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge est de 500Hz et les essais les plus rapides durent 0.05s, ce qui produit 25 images lors de la chauffe. La caractérisation de ces régimes est donc possible expérimentalement mais peu moins précise. Le flux échangé avec le liquide est ensuite calculé pour obtenir des courbes d'ébullition (figure 3.37).

Le flux de chaleur est ici moins soumis aux fluctuations que la température qui reste quasiment constant selon la position axiale z . Cela peut s'expliquer par le fait que les rampes de température imposées sont assez faibles pour que le flux de chaleur transféré au liquide ne dépende quasiment que du flux généré dans la paroi ($\Phi_{gen} \gg M_{th}.dT/dt$). Les courbes d'ébullition sont alors tracées en fonction de la température de surchauffe moyenne à la paroi et sont comparés à l'étude de Auracher et Marquardt sur la figure 3.38.

Considérons le flux de chaleur obtenu en régime transitoire qui est comparé à l'état stationnaire correspondant au flux de chaleur que nous avons mesuré dans des conditions de température de paroi et d'écoulement similaires. Les résultats montrent que plus le taux de chauffe est élevé, plus le flux de chaleur cédé au fluide est important (ce qui nécessite donc une puissance déclinée par le P.I.D. d'autant plus importante). Ce sont des résultats équivalents à ceux d'Auracher et Marquardt [5]. Néanmoins, le rapport entre le flux de chaleur dans le chauffage transitoire et l'état stationnaire évolue différemment. En effet, nos essais ne s'approchent pas de la transition vers l'ébullition en film contrairement à ceux d'Auracher et Marquardt.

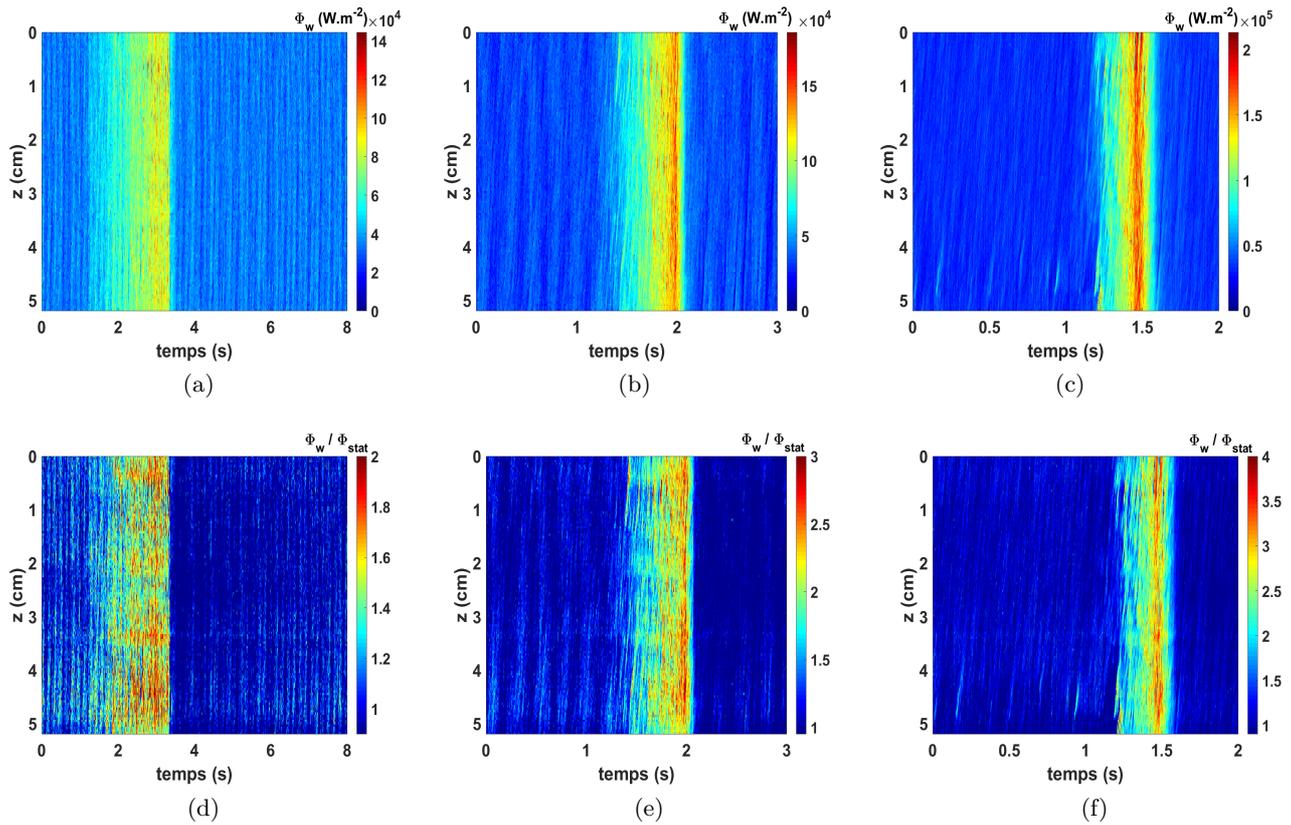


FIGURE 3.37 – a-c) Flux de chaleur transféré au liquide en fonction du temps et de la position axiale pour les mêmes rampes que la figure 3.35. d-f) Flux de chaleur transféré au liquide réduit par le flux en stationnaire en fonction du temps et de la position axiale. Pour un nombre de Reynolds = 27 000 et $\Delta T_{sub}=14^{\circ}\text{C}$.

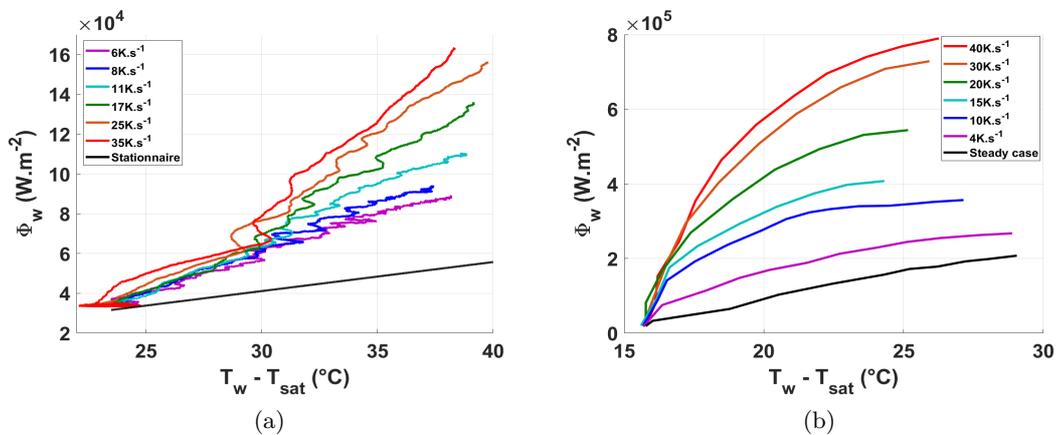


FIGURE 3.38 – Comparaison des résultats expérimentaux de notre étude a) avec ceux d’Auracher et Marquardt b).

Ceci peut expliquer l’allure différentes de la courbe d’ébullition transitoire qui a tendance à s’infléchir à l’approche de cette transition. Des rampes atteignant des températures finales plus élevées permettraient alors de s’en rapprocher.

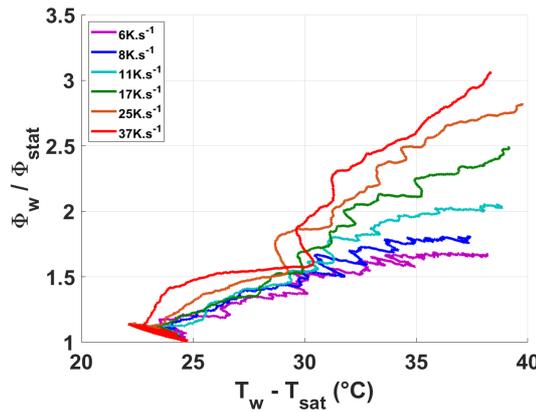


FIGURE 3.39 – Flux de chaleur transitoire réduit par le flux stationnaire.

Une autre façon de se rendre compte du caractère transitoire est d'étudier le flux de chaleur réduit par le flux de chaleur stationnaire. Cette grandeur, tracée sur la figure 3.39, est toujours supérieure à 1, l'état transitoire implique donc des transferts plus intenses qu'en stationnaire.

Modélisation de la phase transitoire Ces rampes de températures sont obtenues en imposant un flux généré représenté sur la figure 3.40.

$\Phi_{NB,0}$ correspond au flux de chaleur de l'ébullition nucléée stationnaire précédant la montée en température et $t_{NB,0}$ le moment où la température commence à augmenter.

Les tests ici durent assez peu de temps, entre 0.5s et 2.5s, ce qui implique que le flux généré doit être plus important pour obtenir des rampes plus fortes qui atteignent la même température finale. Le P.I.D. impose, aux temps très courts, une rapide augmentation du flux généré avant de se stabiliser. Il devient possible d'approcher ce flux généré par une loi puissance qui dépend alors du taux de chauffe, du nombre de Reynolds et du nombre de Jakob selon l'équation 3.15. La loi puissance approche mieux nos essais car elle permet de prendre en compte un temps transitoire avant d'arriver au taux de chauffe voulu.

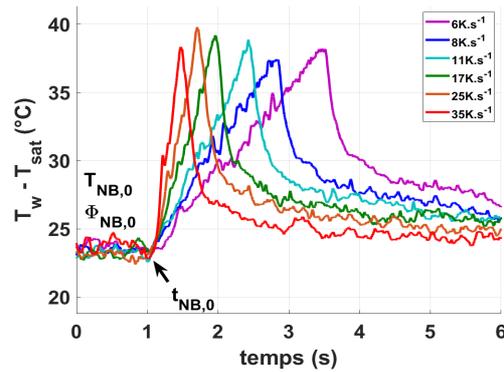
$$\frac{\Phi_{gen}(t, dT/dt, Re, Ja)}{\Phi_{NB,0}} = \left(\left(\frac{t - t_{NB,0}}{\tau_{NB,trans}} \right)^{A_0(Re, Ja)} + 1 \right) \quad (3.15)$$

avec $\tau_{NB,trans}$ le temps caractéristique sur le flux généré pour obtenir la rampe de température, A_0 est une variable qui dépend des paramètres du système expérimental, des nombres de Reynolds et de Jacob de sous-refroidissement. On a également, pour une certaine rampe de température :

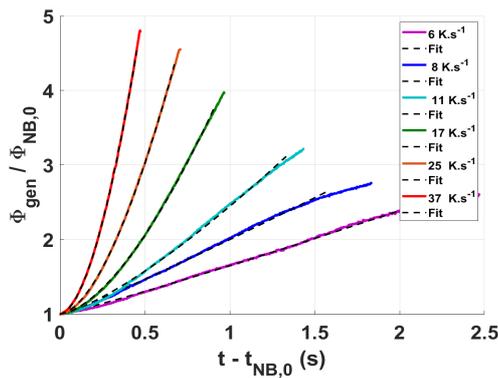
$$T_w = \frac{dT}{dt} \cdot (t - t_{NB,0}) + T_{NB,0} \quad \Rightarrow \quad t - t_{NB,0} = \frac{(T_w - T_{NB,0})}{\frac{dT}{dt}} \quad (3.16)$$

Ainsi le flux transféré au liquide peut être modélisé comme sur l'équation suivante :

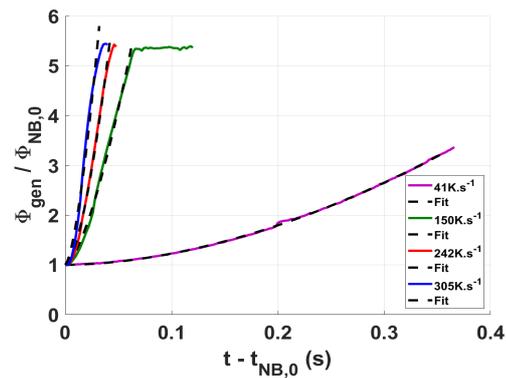
$$\Phi_w = \Phi_{NB,0} \cdot \left(\left(\frac{T_w - T_{NB,0}}{dT/dt} \cdot \frac{1}{\tau_{NB,trans}} \right)^{A_0(Re, Ja)} + 1 \right) - M_{th} \cdot \frac{dT}{dt} \quad (3.17)$$



(a) Points caractéristiques de l'ébullition nucléée



(b)



(c)

FIGURE 3.40 – Flux généré pour obtenir les rampes de températures et comparaison à une loi puissance approchée.

On précise ici que l'influence du sous-refroidissement n'a pas pu être étudiée dans le cadre de cette campagne expérimentale. Pour réduire la variabilité associée aux spécificités de chaque section d'essai, on présente des évolutions pour une même section d'essai. Cette dernière étant éprouvée par la répétition d'essais en rampe de température, elle ne peut être utilisée que pour un nombre limité d'essais avant d'être trop détériorée (fuites). On a donc choisi de se limiter à des variations des cinétiques de rampe (dT/dt) et de débit (nombre de Reynolds). Une étude complémentaire de l'influence du sous-refroidissement serait une perspective intéressante. Le flux généré ne dépend alors que de la rampe imposée, de l'écoulement et du sous-refroidissement. Le flux transféré au liquide ne dépend plus que de paramètres connus : le temps caractéristique $\tau_{NB,trans}$ et le paramètre A_0 qui sont représentés sur la figure 3.41 en fonction du taux de chauffe $\frac{dT}{dt}$.

Le nombre de Reynolds ne semble pas avoir une influence importante sur ces paramètres dans notre expérience, la fonction f ne dépendrait alors que du nombre de Jakob. Le temps caractéristique dans cette équation diminue selon une loi puissance avec le taux de chauffe. Cependant, il apparaît clairement sur cette figure qu'il y a un décrochage à partir d'un certain taux de chauffe. On distingue alors deux cas possibles : les rampes inférieures à $50^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ où $\tau_{NB,trans}$ diminue tandis que le paramètre A_0 augmente selon une loi puissance. Et les rampes supérieures à $50^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ où $\tau_{NB,trans}$ devient assez faible et tend vers 0. Ceci implique des écarts plus importants avec le modèle tandis que le paramètre A_0 est du même ordre de grandeur ($A_0 \sim 1.5$) que pour les rampes moins importantes mais sans suivre de tendance particulière. Une comparaison entre le modèle et les résultats expérimentaux est donné en figure 3.42.

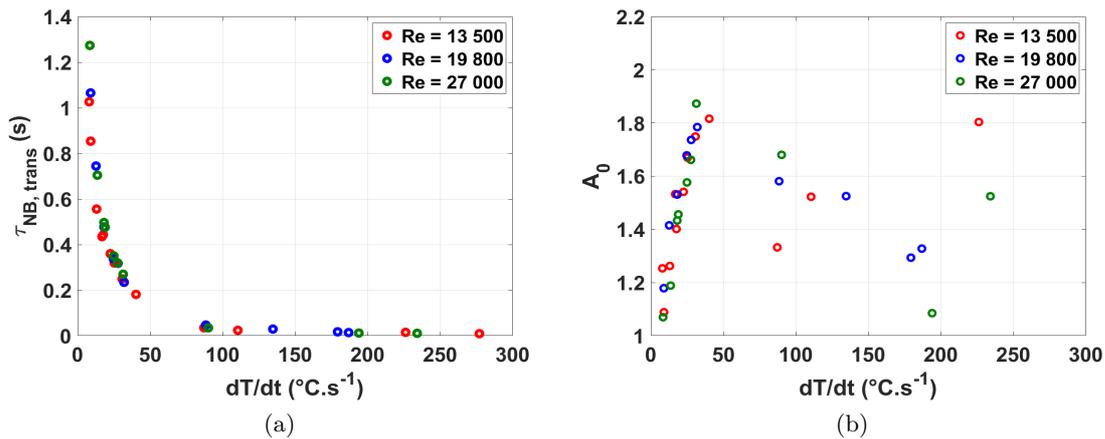


FIGURE 3.41 – Paramètres du modèle, $\tau_{NB,trans}$ et A_0 , selon plusieurs nombre de Reynolds et taux de chauffe imposés.

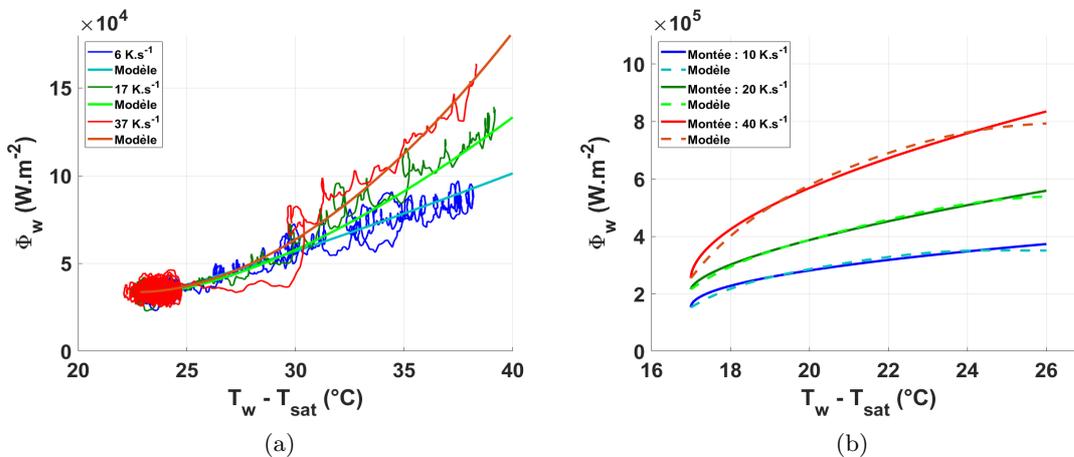


FIGURE 3.42 – Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux obtenus lors de notre campagne d'essai en a.) et avec Auracher et Marquardt en b.).

Notre modèle décrit correctement le flux de chaleur lorsqu'il s'agit de rampes inférieures à $50^{\circ}C.s^{-1}$. Les essais de Auracher et Marquardt ont pu être approchés avec le même temps caractéristique trouvé en figure 3.41 mais avec un paramètre A_0 différent (tableau 3.3).

Leurs essais dépassent le flux critique, ce qui a pour conséquence d'amener à une inflexion du flux à l'approche de ce point et donc un paramètre A_0 proche de 0.5. Nos essais ont été coupés avant d'atteindre le flux critique pour éviter un endommagement trop rapide de la section d'essai. Les courbes 3.42 représentent donc la montée en température au début du transitoire sans le passage de ce point d'inflexion qui mène à la crise d'ébullition.

Il y a donc deux phases distinctes lors du régime d'ébullition nucléée que le modèle peut approcher en adaptant le paramètre A_0 qui joue sur la façon dont évolue le flux de chaleur. On rappelle aussi que les conditions expérimentales de Auracher et Marquardt [5] sont assez éloignées par rapport aux nôtres pour que le paramètre A_0 n'évolue pas de la même manière. Un des moyens de caractériser ce régime reste le temps caractéristique des montées transitoires qui reste assez proche entre les deux expériences.

TABLEAU 3.3 – Comparaison des temps caractéristiques de l'expérience comparés aux temps caractéristiques des essais de Auracher et Marquardt [5].

dT/dt	τ_{exp}	τ_{AM}	$A_{o,exp}$	$A_{o,AM}$
10	0.83	0.66	1.22	0.49
15	0.55	0.56	1.38	0.59
20	0.4	0.38	1.52	0.63
30	0.26	0.23	1.72	0.65
40	0.19	0.19	1.83	0.56
50	0.15	0.17	1.84	0.54

Refroidissement Une étude de la phase de refroidissement est représentée sur la figure 3.43 pour trois conditions.

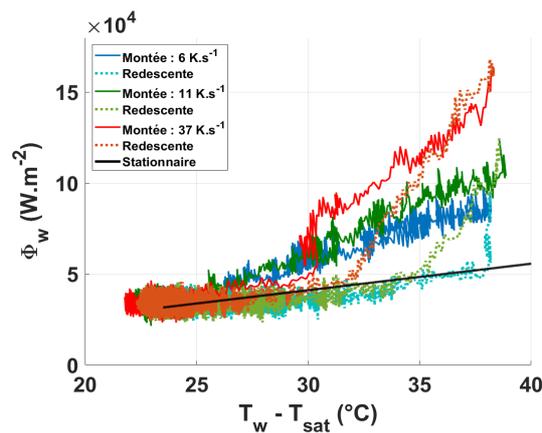


FIGURE 3.43 – Courbe d'ébullition moyenne lors de la montée en température (trait plein) puis lors du refroidissement (trait pointillé)

Après avoir atteint une température définie par l'utilisateur, l'alimentation n'est plus contrôlée et la puissance est redescendue instantanément vers la puissance de l'état stationnaire.

En ce qui concerne les essais en rampes de températures lentes, il est intéressant de voir que lors de la montée en température le flux transféré au liquide est plus important que lors du refroidissement pour une même surchauffe. Sans images de la caméra rapide, on fait l'hypothèse que les bulles durant la montée en température doivent grossir assez lentement pour ce type de rampes, ce qui va augmenter fortement les échanges de chaleur entre la paroi et le liquide. Une fois l'alimentation coupée les bulles retrouvent rapidement leurs tailles d'origine impliquant un échange un peu moins bon que lors de la montée.

Alors que le niveau de puissance à la fin de la rampe et la température de paroi à cet instant sont identiques, on constate que les trois essais ont un refroidissement différent aux premiers instants, avant de converger vers une même évolution. Plus le flux initial est élevé (donc plus la rampe est importante), plus la température à laquelle le flux rejoint cette évolution commune est élevée. La fin du refroidissement converge donc à la fin vers une solution quasi-stationnaire.

L'allure est très différente pour les cas de rampes très rapides comme illustré par la figure 3.44. Dans ce cas, les flux lors du refroidissement dépassent même les valeurs lors de la chauffe. On peut interpréter cela par le fait que les structures (bulles), qui se développent de manière très transitoire rendant les transferts si efficaces lors de l'échauffement, sont encore en train de se développer au moment où la puissance est abaissée. Elles contribuent alors à une efficacité

accrue des transferts malgré le refroidissement (cf figure 3.45).

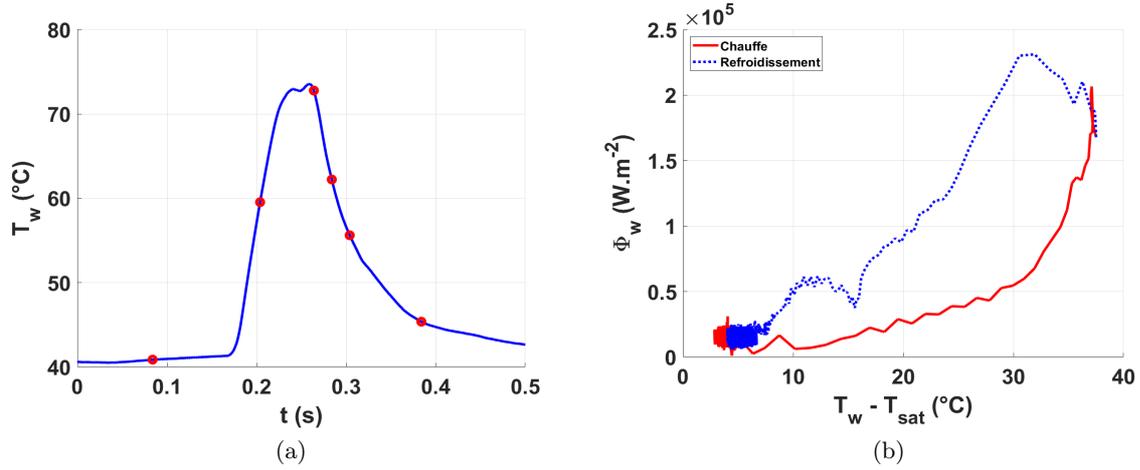


FIGURE 3.44 – Évolution de la température moyenne d’une rampe de température dans la hauteur avec 6 temps caractéristiques et courbe d’ébullition. Avec $Re=6750$, $\Delta T_{sub}=17^\circ\text{C}$.

Dans notre expérience, le taux de refroidissement de la paroi lors de ce test atteint ponctuellement $dT_r/dt = -700^\circ\text{C.s}^{-1}$ tandis que la rampe imposée pour chauffer peut atteindre $dT_c/dt = 710^\circ\text{C.s}^{-1}$. La partie du flux transféré au liquide qui dépend donc du gradient de la température suffit à inverser la tendance. La condition pour avoir cette tendance est :

$$\Phi_{w,chauffe} < \Phi_{w,refroidis} \quad (3.18)$$

$$\Phi_{gen} - M_{th} \cdot \frac{dT_c}{dt} < -M_{th} \cdot \frac{dT_r}{dt} \quad (3.19)$$

$$\frac{dT_c}{dt} > \frac{\Phi_{gen}}{M_{th}} + \frac{dT_r}{dt} = \frac{dT_{crit}}{dt} \quad (3.20)$$

Pour les rampes vraiment importantes, le taux de chauffe dT_c/dt peut dépasser $\frac{dT_{crit}}{dt}$ qui est estimé à environ 175°C.s^{-1} empiriquement.

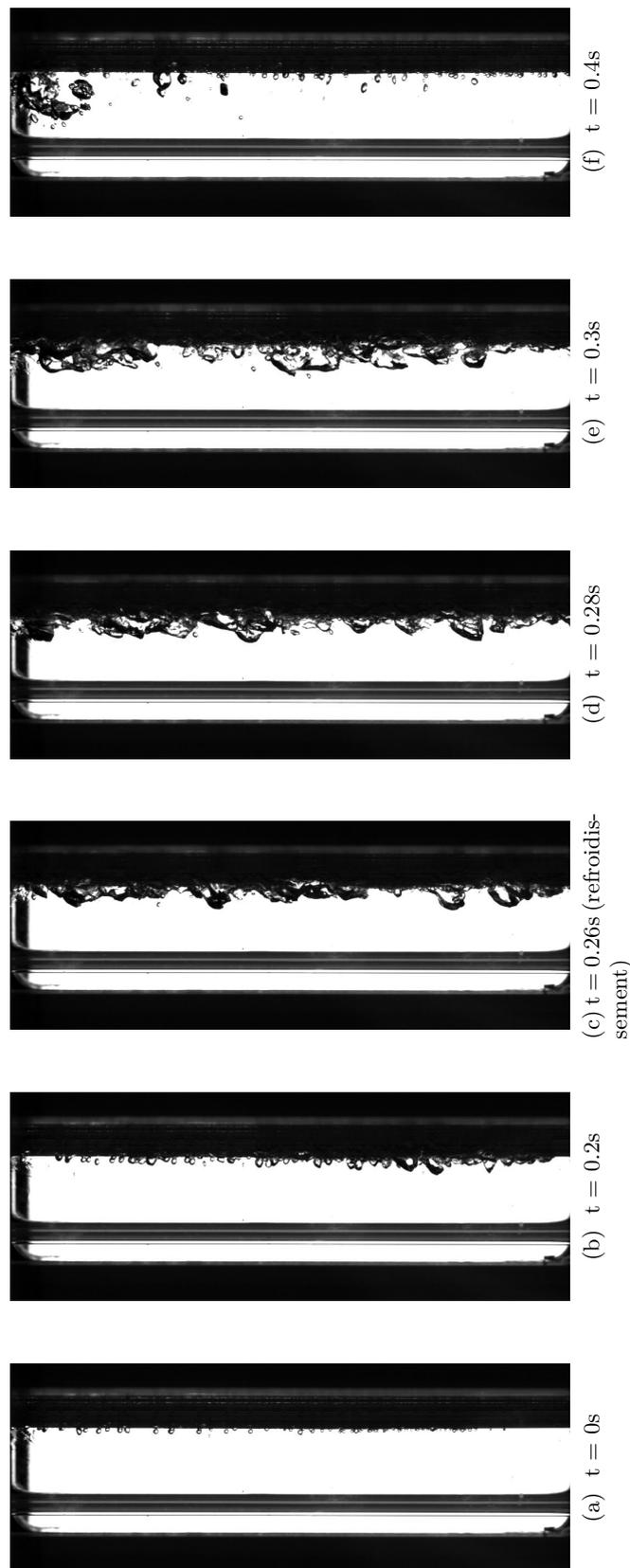


FIGURE 3.45 – Visualisation de la chauffe et du refroidissement d'une rampe de température de $700^{\circ}C.s^{-1}$ avec l'évolution de la température moyenne dans la hauteur.

3.4.3 Conclusion

Nous avons caractérisé les transferts thermiques en ébullition nucléée stationnaire et il a été vérifié sur notre expérience que les modèles représentent correctement la thermique de ce régime.

L'étude des images de la caméra rapide a permis de mesurer des fractions de paroi couvertes par des bulles ainsi que des tailles et des vitesses caractéristiques de ces bulles. L'influence des paramètres de l'écoulement (nombre de Re , Ja , Bo) sur ces grandeurs est bien représentée par une corrélation issue de la littérature.

Lorsque l'expérience est pilotée par une consigne en température, il est possible d'atteindre des niveaux de surchauffe plus importants. Dans ces conditions, on observe une hétérogénéité spatiale de température, notamment avec des zones plus chaudes et d'autres sur lesquelles des cycles de nucléation s'enchaînent. Ces résultats indiquent que la température moyenne de la paroi ne caractérise que partiellement les transferts thermiques en ébullition nucléée. Pour étudier le régime d'ébullition transitoire, il est alors nécessaire de faire une étude statistique sur le champ de température et le flux transféré au liquide.

Le système d'asservissement permet d'imposer diverses variations de la consigne. On considère notamment des paliers constants, comme évoqué précédemment, et des rampes qui correspondent à des régimes instationnaire. On s'intéresse alors aux différences entre les transferts de ces deux conditions d'essais.

Un modèle qui se base sur l'évolution du flux généré pour imposer les rampes de température a été mis en place si les taux de chauffe voulus sont inférieurs à $50^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$.

Dans ce cas, le modèle permet de bien approcher les résultats expérimentaux en ébullition nucléée. On retrouve aussi les résultats de la littérature tant en conditions stationnaires que transitoires (rampes de température de $5\text{-}500\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$), à savoir que plus la rampe de température est importante, plus le flux nécessaire pour atteindre cette rampe doit être élevé.

Ce système est ensuite appliqué pour des températures encore plus élevées pour passer la crise d'ébullition et mettre en place un film de vapeur stable sur une partie de la paroi.

3.5 Régime d'ébullition en film

Lors du contrôle en puissance, il n'est pas possible d'étudier le passage en ébullition en film stationnaire dû aux forts niveaux de puissance nécessaires pour atteindre l'ébullition en film. Très souvent la température de paroi augmente rapidement et fortement lorsque la crise d'ébullition est passée (figure 3.46.a). Dans ces cas là, les contraintes imposées à la section d'essai sont trop importantes. Les essais doivent alors être brefs pour éviter un endommagement irréversible de la section d'essai. Le contrôle en température permet de dépasser ce problème en imposant des températures de paroi qui évoluent de manière contrôlée et se stabilisent lors de l'ébullition en film sur plusieurs secondes (figure 3.46.b). Dans un premier temps, la section d'essai étudiée est soumise à aucun écoulement ($Re=0$) et à un sous-refroidissement de $\Delta T_l = 14.7^{\circ}\text{C}$.

3.5.1 Crise d'ébullition

La crise d'ébullition est marquée par l'augmentation rapide de la température de paroi en passant par un maximum local du flux de chaleur, appelé Flux Critique (CHF). Un film de vapeur se forme et se propage alors sur la paroi.

La figure 3.47 correspond à un cas typique d'un contrôle en température de notre section d'essai. L'évolution de température moyenne de paroi mesurée par la caméra infrarouge s'éloigne des températures de consigne assez rapidement à cause des phénomènes complexes d'ébullition sur la paroi, la résistance moyenne est perturbée durant ces régimes de fortes températures.

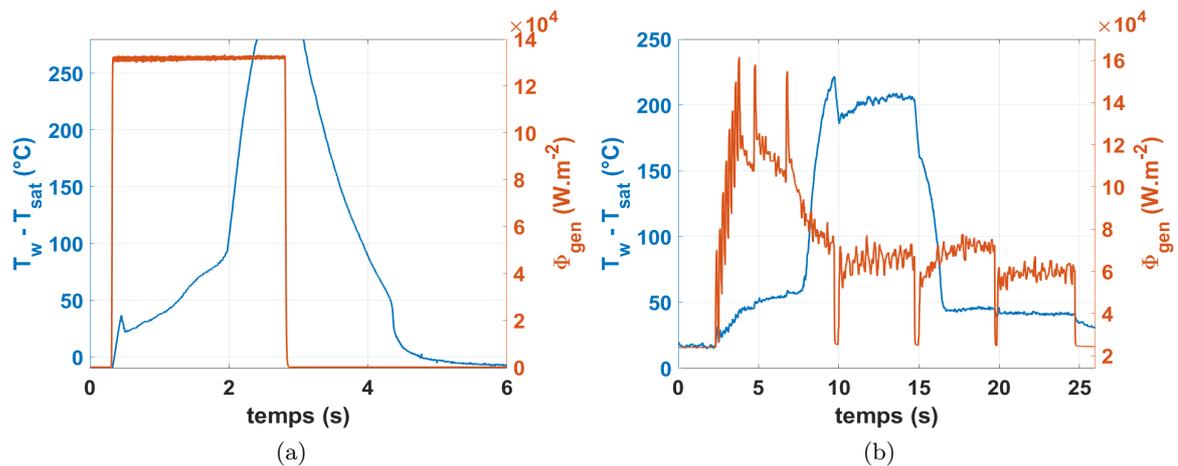


FIGURE 3.46 – Évolution de la température durant un créneau de puissance avec des mesures saturées en a) et à température contrôlée en b)

Une longue étude expérimentale a été menée dans le but de trouver les paramètres qui permettent de stabiliser la température sur plusieurs secondes durant le régime d'ébullition en film. Le principe de chauffe consiste à imposer plusieurs paliers de température très courts (environ 0.2s par palier) pendant l'ébullition nucléée pour éviter un éventuel overshoot du P.I.D. qui pourrait être destructeur pour la section d'essai. Les montées en températures sont alors assez lentes et de l'ordre de $15 K \cdot s^{-1}$ pour chaque essai étudié par la suite. À partir d'une température proche de $95^\circ C$, les paliers de température sont allongés pour durer de 0.5 à 2s jusqu'à $110^\circ C$. Une fois que la température de paroi est assez importante, le film de vapeur apparaît et la température augmente localement très rapidement. Afin de stabiliser cette température, les paliers sont redescendus à des valeurs de consigne moins importantes (environ $105^\circ C$ dans le cas retenu pour l'illustration). Le système d'asservissement permet alors d'avoir une température relativement constante durant l'ébullition en film sur plusieurs secondes.

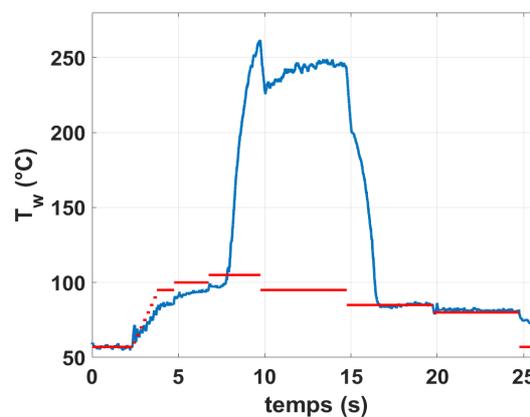


FIGURE 3.47 – Température au centre du clinquant (en bleu) comparée à la température de consigne imposée par l'utilisateur (en rouge) avec la formation d'un film de vapeur entre 7 et 15s.

Les phénomènes sont très chaotiques et perturbés par l'écoulement lors de ce régime comme le montrent les images de la figure 3.48.

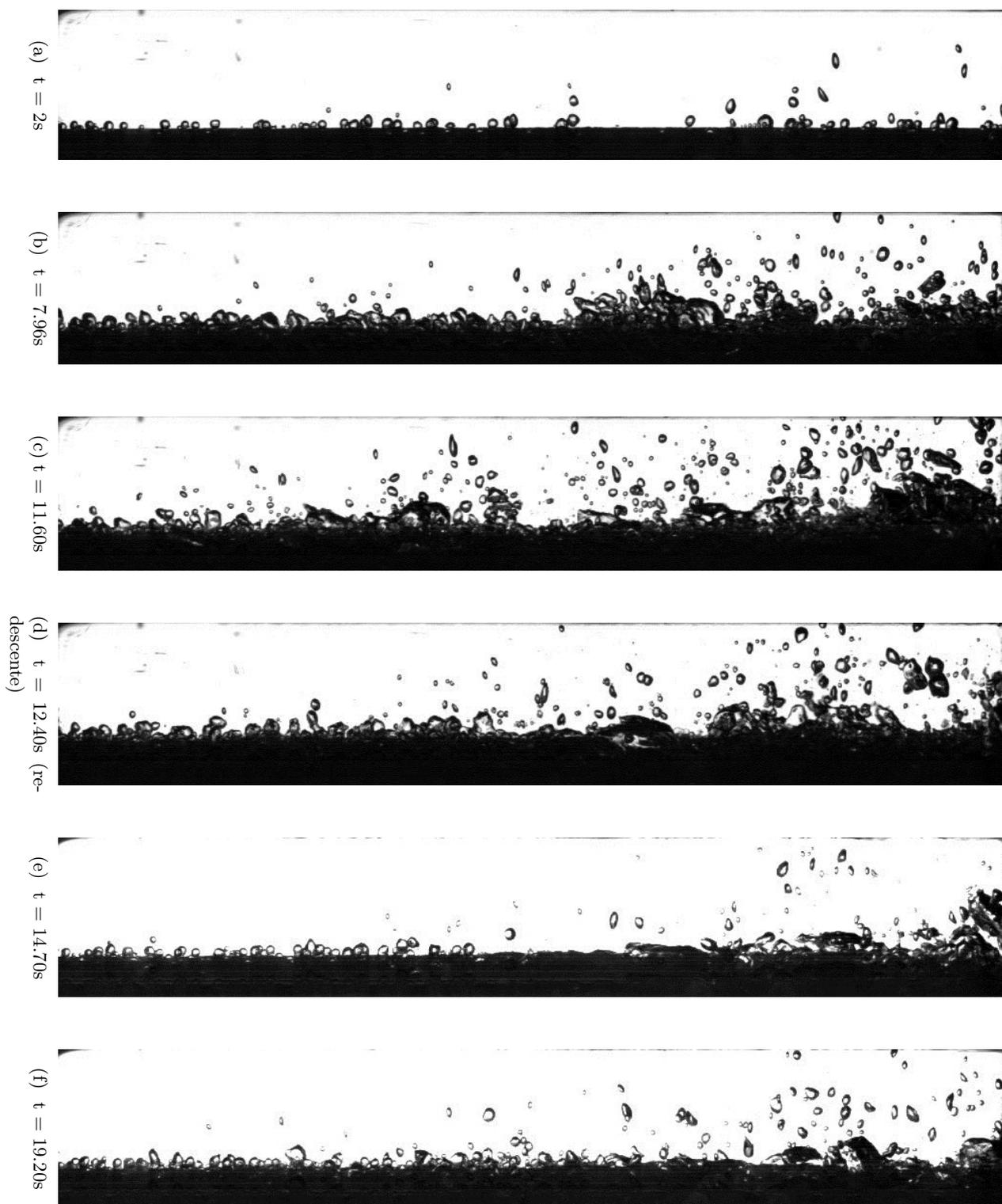


FIGURE 3.48 – Visualisation de l'ébullition sur la paroi lors du contrôle en température sans écoulement ($Re=0$) et à un sous-refroidissement de $\Delta T_l = 14.7^\circ C$.

Les instants choisis correspondent à la courbe 3.47. On constate qu'à partir de 7.96s quand la température commence à s'emballer, une génération importante de vapeur commence à se former vers le haut de la section d'essai. Lors de la montée et la stabilisation de la température (7.96-12.40s), le film de vapeur est fortement perturbé, notamment à cause de l'ébullition nucléée transitoire qui prend place en dessous de ce film de vapeur et qui relâche des bulles de vapeur dans l'écoulement. Ceci rend la détection de ce film de vapeur moins évident. Lors de la redescente (14.7-19.2s), le film de vapeur est plus stable et les bulles commencent à disparaître mais cela ne suffit pas à suivre correctement le contour de ce film de vapeur sur la paroi.

Les mesures de température permettent de rendre mieux compte de la propagation du film de vapeur sur la paroi. La figure 3.49 montre le champ de température mesuré par la caméra infrarouge à différents instants. Lors de ce test, trois zones sèches chaudes sont apparues. L'évolution de la température, pour ces trois zones, est représentée sur la figure 3.49.g. En début de test, la température reste assez homogène : c'est le régime d'ébullition nucléée stationnaire (figure 3.49.a). Ensuite la température augmente pour pouvoir atteindre l'ébullition en film. Lors de la chauffe (figure 3.49.b-c), des points chauds (marqués par des + sur les images infrarouges) se sont formés. La température est alors assez importante à l'intérieur de ces zones, ce qui rend la température fortement inhomogène sur la paroi. À partir d'un moment, une des zones sèches va croître (figure 3.49.d). Le flux minimum d'ébullition est atteint, et un film de vapeur va alors s'étendre sur la paroi. Il se propage dans la direction principale de l'écoulement (figure 3.49.e-l). Le devenir des autres points chauds est variable. Dans certains cas, le film de vapeur, en croissant les recouvre. Dans d'autres cas, ces zones restent stables. Enfin, ils peuvent être les précurseurs du développement d'un autre film de vapeur qui se propage également sur la paroi. Une fois qu'elle n'est plus chauffée, la paroi va se refroidir jusqu'au point de remouillage. Il y a alors un retour vers l'ébullition nucléée stationnaire où la température redevient constante et homogène (figure 3.49.m).

L'évolution de la température de ces trois points sur la figure 3.49.g montre bien que le film de vapeur apparaît d'abord sur un point chaud et que ce film va se propager jusqu'à un deuxième point chaud apparu en haut de la zone de mesure. Au passage de ce film de vapeur, la température augmente fortement et rapidement à l'intérieur de celui-ci. Le film de vapeur n'apparaît donc pas partout au même moment et le décalage observés sur la température après la crise d'ébullition de ces deux points correspond au passage de ce film de vapeur.

Au niveau du troisième point, on constate le comportement sur la température qui est initialement supérieure à celle des deux autres points chauds. Néanmoins, ce n'est pas le lieu d'amorçage du développement d'un film. Lors de l'apparition du film de vapeur sur les autres zones de la paroi, on observe une diminution de la température. Cela pourrait être un effet de la consigne qui est équivalente à une température moyenne de paroi. Ainsi, la forte croissance de la température dans les zones du film entraîne un refroidissement des autres zones. Une meilleure résolution spatiale permettrait d'étudier plus en détail les phénomènes présents autour de ces points chauds. Des études sur ces points chauds ont été menées par Dhillon et coll. [29], par Jung et coll. [50] ou par Petkovsek et coll. [76]. Elles ont permis de montrer que pour des forts flux de chaleur, les zones sèches sont identifiées par une température importante à l'intérieur de ces zones et d'une évaporation autour qui induit une zone plus froide en périphérie. L'identification de ces phénomènes apporte un nouveau point de vue et montre qu'un film de vapeur dans l'écoulement va s'étendre et se propager, isolant partiellement la paroi, les températures engendrées sont alors très importantes avec des flux de chaleur dégradés. On peut alors supposer que si le film de vapeur reste trop longtemps présent ou qu'il passe sur une zone un peu fragile de la paroi, celle-ci peut ne pas supporter ces transferts thermiques et peut, à terme, se rompre.

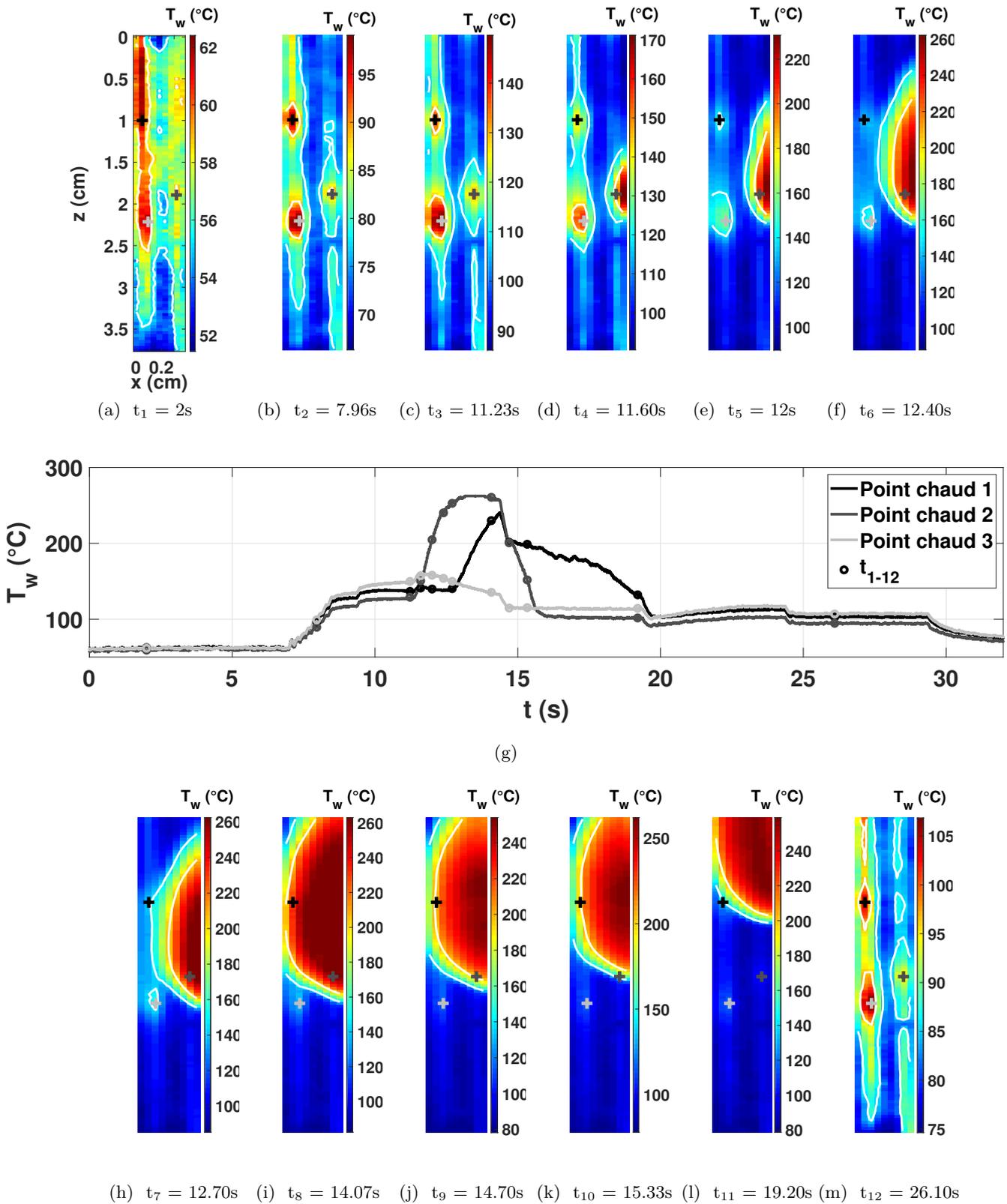


FIGURE 3.49 – Visualisation infrarouge sur la paroi lors du passage en ébullition en film à différents instants avec évolution de la température sur trois zones sèches.

Étude du flux critique

Pour caractériser ce film de vapeur, on limite notre analyse à celle du champ de température au milieu de la section d'essai (où les mesures sont les plus précises). Ainsi, à chaque position axiale, on associe une évolution temporelle de la température dont on peut déduire le flux échangé avec le fluide. Ces grandeurs sont alors reportées sur un diagramme ce qui permet d'obtenir une courbe dite d'ébullition locale. On se limite dans un premier temps à la phase d'échauffement. Ceci est illustré sur les images et courbes de la figure 3.50.

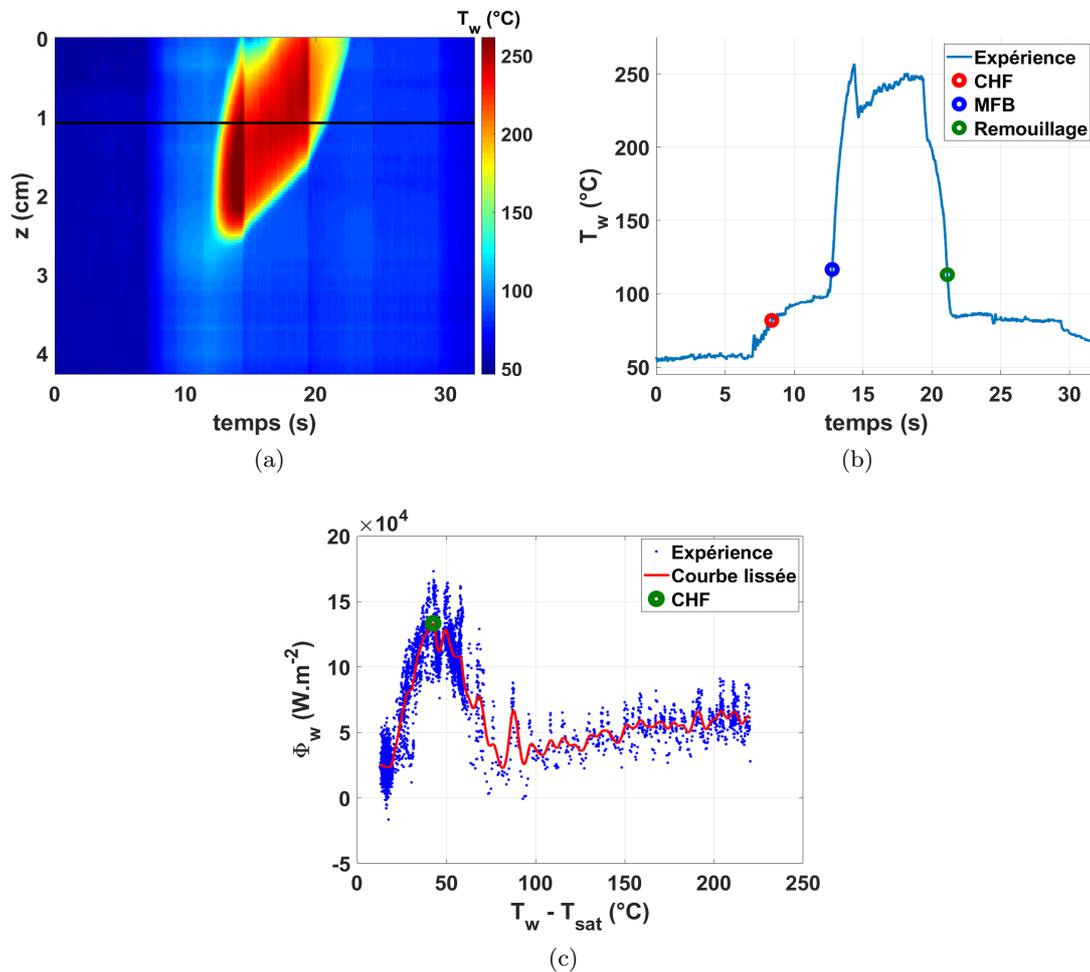


FIGURE 3.50 – Développement d'un film de vapeur sur la paroi sur la mesure infrarouge en a), sur une position axiale en b) et Courbe d'ébullition correspondante en c).

La figure 3.50.a montre l'évolution de température dans le temps selon sa position axiale. Le passage du film de vapeur correspond à la zone rouge où la température s'emballe et devient importante (de l'ordre de 250°C). Une température locale est tracée en figure 3.50.b pour la cote axiale correspondant à la première apparition de l'ébullition en film (trait noir de la courbe spatio-temporelle). La courbe d'ébullition correspondante est représentée sur la figure 3.50.c. Lors de la phase d'ébullition nucléée, le flux augmente linéairement avec la surchauffe à la paroi : ce sont des résultats similaires à l'analyse faites précédemment sur ce régime. Néanmoins, et à la différence des résultats analysés précédemment, la température continue d'augmenter. Le flux de chaleur va alors atteindre un maximum appelé Critical Heat Flux (CHF), la crise d'ébullition apparaît.

Ce maximum local est déterminé pour chaque position axiale où l'ébullition en film prend place (entre 0 et 2.5cm lors de ce test) pour des sections d'essai soumises à un écoulement sur la figure 3.51.

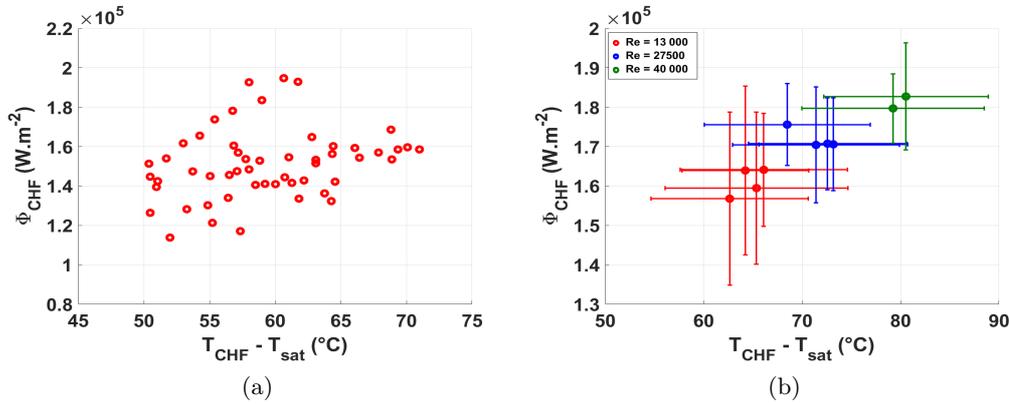


FIGURE 3.51 – Étude du flux critique sur chaque position axiale en fonction de la température au flux critique en a) et moyenne de ces flux critiques en fonction du débit en b)

Une indication de la dispersion des données, basée sur l'écart type des mesures selon la position axiale est également indiquée. Il y a une importante dispersion sur le flux critique de l'ordre de $\pm 0.02 MW.m^{-2}$ pour un $\Phi_{CHF} = 0.16 MW.m^{-2}$. Pour la température T_{CHF} , elle est égale à $65^{\circ}C$ de surchauffe pour cette section d'essai avec une dispersion est de $10^{\circ}C$. Ceci peut s'expliquer par le fait que le flux critique est dépendant de l'état de surface de la paroi. De plus, la propagation du film de vapeur se fait sur une hauteur assez importante pour que chaque campagne d'essai puisse faire varier le flux critique. De tels essais sont limités en nombre car ils entraînent facilement la destruction de la section d'essai par embrasement et sont longs à mettre en place. Trois sections d'essai ont pu être étudiées lors de la campagne expérimentale. Parmi ces trois campagnes, une a permis d'analyser l'impact du débit sur le flux critique. Les résultats, représentés sur la figure 3.51 indiquent que la valeur du flux critique ainsi que de la température au flux critique ont tendance à augmenter avec le nombre de Reynolds. C'est un résultat qui est commun avec la valeur stationnaire du flux critique de la littérature. Une comparaison des flux et température critiques moyens mesurés sur ces trois sections d'essai est obtenue sur la figure 3.52.

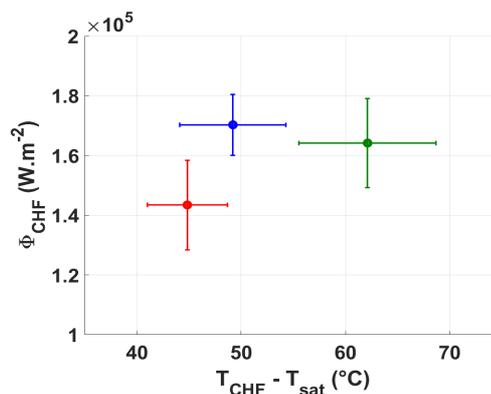


FIGURE 3.52 – Flux critique sur trois sections d'essai différentes pour un $Re=13\ 500$.

Les trois sections d'essais ont un comportement similaire pour ce type de test, pourtant la température au flux critique est assez dispersée selon le test (entre 45 et 62°C de surchauffe). Ceci peut venir du changement de section d'essai et de leurs états de surface ainsi que des conditions expérimentales (géométrie, pression dans la section d'essai...) qui ne sont pas exactement les mêmes entre elles. Les méthodes de mesure peuvent également jouer sur cette température. En effet, l'étude de l'ébullition en film amène des températures importantes, un étalonnage avec un faible temps d'intégration de la caméra est nécessaire pour éviter de saturer le capteur. Ce temps d'intégration n'a pas été le même pour l'ensemble des campagnes réalisées. Il peut alors influencer la mesure de température comme suit : pour l'essai N°1, le temps valait 150 μ s, il y a donc une faible incertitude de 0.5°C . Alors que pour l'essai N°3 (en vert sur la figure 3.52), le temps valait 20 μ s, ce qui amène à une incertitude de 2°C sur l'étalonnage.

En ce qui concerne le flux critique, il semble être quasiment constant et vaut 0.16 MW.m⁻² \pm 0.02MW.m⁻², une comparaison avec des tests en puissance imposée fait par Baudin [8] et des résultats de la littérature est donnée dans le tableau 3.4.

TABLEAU 3.4 – Comparaison du flux critique et de la température correspondante avec la littérature.

	Φ_{CHF} (MW.m ⁻²)	T _{CHF} (°C)
T _{Control,trans}	0.16 \pm 0.02MW.m ⁻²	85 \pm 5°C
P _{Control,trans}	0.18 \pm 0.02MW.m ⁻²	77 \pm 10°C
P _{Control,stat}	0.17 \pm 0.02MW.m ⁻²	73 \pm 10°C
Lienhard et coll. [63]	0.201	77
Zuber et coll. [106]	0.17	73
Howard et coll. [46]	0.207	78
Katto et coll. [53] (0.1l.s ⁻¹)	0.22	83
Katto et col. [53] (0.2l.s ⁻¹)	0.27	102
Katto et col. [53] (0.3l.s ⁻¹)	0.3	113

Les températures au flux critique sont déterminées ici par la valeur de température pour laquelle la courbe d'ébullition stationnaire en puissance imposée, atteint la valeur du flux critique en la prolongeant,.

La montée en température durant le régime d'ébullition nucléée est de 45°C.s⁻¹ pour les trois tests. Ce test subit donc une montée transitoire, les variations sur la température doivent donc être plus importantes. Cela a pour conséquence de surestimer le flux critique qui dépend du taux de chauffe, par rapport au cas stationnaire. Or les corrélations utilisées sont calculées dans le cas stationnaire, ce qui donne un ordre de grandeur cohérent avec nos mesures mais qui ne reflète pas complètement les phénomènes.

Une étude supplémentaire avec différentes montées en température est nécessaire pour montrer l'influence des taux de chauffe sur le flux critique. Cependant, Auracher et Marquardt ont montré que la température au flux critique reste la même que ce soit en régime stationnaire ou transitoire. Quant au flux critique, Auracher et Marquardt ont montré qu'il est plus important dans les cas transitoires que stationnaires.

Étude du flux minimum d'ébullition en film (MFB)

Avec le contrôle en température et après le flux critique, le régime d'ébullition en film ne prend pas place de suite. En effet, passé le flux critique, les bulles de vapeur vont dégrader le flux de chaleur transféré au liquide mais sans que la température de paroi soit suffisante pour provoquer l'apparition d'un film de vapeur. Il y a alors une étape intermédiaire d'ébullition transitoire pendant laquelle les flux de chaleur se dégradent pendant que la température de paroi augmente jusqu'au point de flux minimum appelé Φ_{MFB} (figure 3.53). La vapeur recouvre alors complètement la paroi et l'isole du liquide. La faible conductivité de la vapeur implique alors une soudaine augmentation de la température.

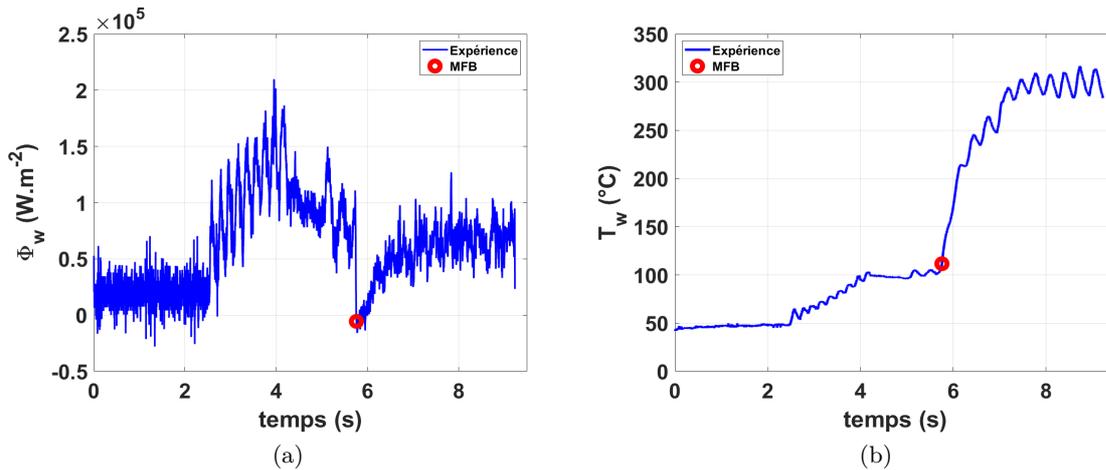


FIGURE 3.53 – Détermination du flux et température de Minimum film Boiling.

Le flux minimum Φ_{MFB} est déterminé comme le minimum de flux atteint après le flux critique. En ce qui concerne la température, ce point correspond bien au moment à partir duquel la température commence à augmenter fortement. Il est ensuite obtenu pour chaque position axiale où il y a le film de vapeur (figure 3.54).

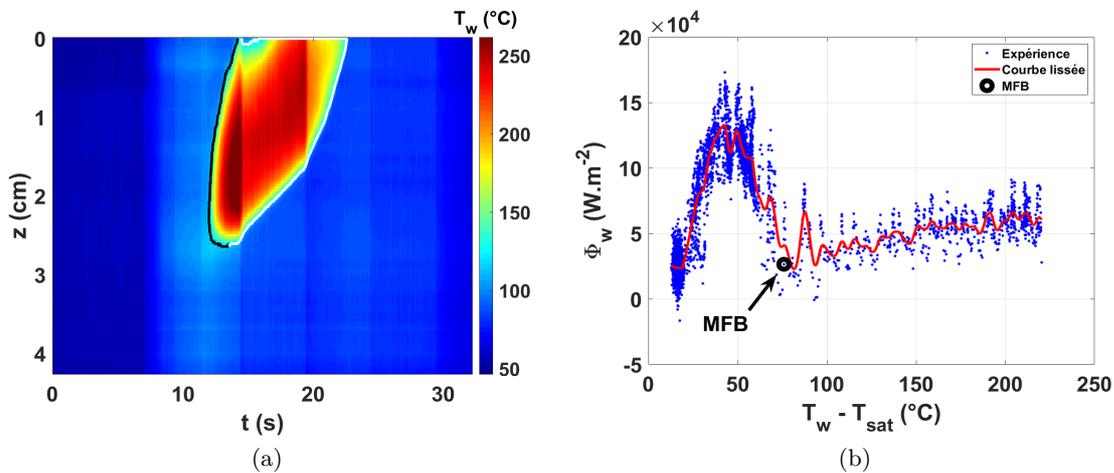


FIGURE 3.54 – Flux et température de Minimum Film Boiling sur le diagramme spatio-temporel de la température et sur une courbe d'ébullition locale.

Cette température T_{MFB} est représentée par la ligne noire sur la figure 3.54.a. Ce point est ensuite tracé sur une courbe d'ébullition locale en 3.54.b qui correspond bien au minimum local de flux avant que la température commence à augmenter fortement. La figure 3.55 montre la dépendance axiale de cette température et de ce flux de chaleur.

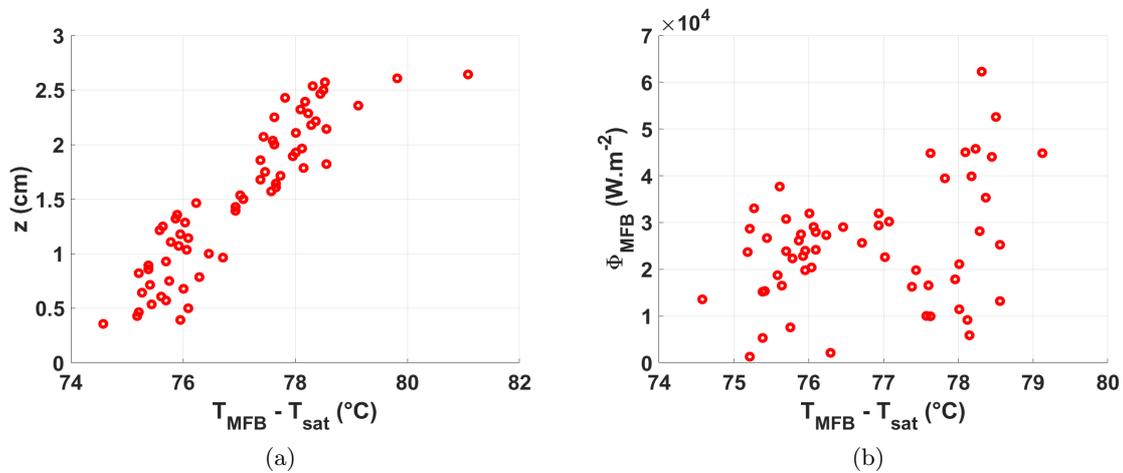


FIGURE 3.55 – Détermination de la température MFB selon la position axiale en a) ainsi que du flux de chaleur MFB obtenus pour ces températures.

La température dépend de la position axiale et à tendance à augmenter avec la hauteur. Dans ce cas, la propagation du film se faisant vers le haut, cette dépendance est également en temps : plus le film apparaît tard, plus la température T_{MFB} est importante. En ce qui concerne le flux de chaleur, il est 3 à 5 fois plus petit que le flux critique. Il varie sur une grande plage de valeurs sans qu'une tendance particulière se dégage. Le tableau 3.5 montre une comparaison des températures mesurées avec des modèles de la littérature.

TABLEAU 3.5 – Comparaison de la température de minimum film boiling (MFB) avec les tests en puissance contrôlée et la littérature.

	$T_{Control}$	$\mathcal{P}_{Control}$	Henry et coll. [45]	Sakurai et col. [85]	Leidenfrost	Semeria [89]
$T_{MFB}(^{\circ}C)$	$110 \pm 5^{\circ}C$	$105 \pm 20^{\circ}C$	69	93	96	100

Que ce soit avec un contrôle en puissance ou en température, on retrouve des T_{MFB} similaires. La corrélation de Semeria [89] est une bonne approximation de notre valeurs mesurées, les autres modèles ayant tendance à sous-estimer nos résultats.

Synthèse

Dans cette partie deux sections d'essais sont comparées, une sans écoulement ($Re=0$, $\Delta T_l = 14.7^{\circ}C$) et une avec plusieurs écoulements imposés ($Re=13500-40500$, $\Delta T_l = 16^{\circ}C$)

Pour déterminer l'apparition du régime d'ébullition en film, les images de la caméra rapide ne sont pas suffisantes et c'est une analyse sur le champ de température mesuré avec la caméra infrarouge qui permet d'étudier ce régime.

Lors de la chauffe de la paroi, certaines zones du clinquant vont apparaître plus chaudes que le reste de la paroi. Ces zones de point chaud s'expliquent par l'absence de bulle à cet endroit. Ces points chauds peuvent être les précurseurs au développement d'un film de vapeur qui va ainsi recouvrir une partie de la paroi, toujours dans le sens de l'écoulement. Lors de ce régime, il y a alors des forts gradients locaux qui jouent sur le flux transféré au liquide. Il n'est alors pas possible de faire des courbes moyennées que ce soit axialement ou radialement.

Pour arriver à la crise d'ébullition, on chauffe la paroi lentement durant l'ébullition nucléée où le flux va augmenter légèrement avec la température jusqu'à un certain point. En effet, le flux va atteindre un maximum local, appelé le flux critique (CHF). Un flux critique ainsi qu'une température au flux critique sont alors donnés dans cette analyse selon plusieurs nombres de Reynolds et sections d'essai. Le flux critique varie en fonction de l'état de surface, d'où une importante dispersion selon la campagne d'essai étudiée.

Ce flux dépassé, une transition ébullition nucléée se met en place. Le flux de chaleur va alors commencer à diminuer sans que la température n'augmente trop jusqu'au point de Minimum Film Boiling. Ce nouveau flux a été mesuré comme 5 fois inférieur au flux critique pour des températures proches des 105°C . Il est possible d'estimer cette température avec des corrélations de la littérature qui en donnent une bonne estimation.

3.5.2 Régime de transition vers l'ébullition en film

Avant d'atteindre la température stationnaire d'ébullition en film, la montée en température est très rapide avec un film de vapeur épais (3-5mm) et très perturbé. L'évolution de la température n'est pas la même selon la position axiale ou radiale sur la paroi et elles peuvent engendrer des forts transitoires. Le flux de chaleur est alors dépendant de la propagation du film de vapeur. D'abord important, il chute fortement une fois la crise d'ébullition passée.

Il n'existe que quelques tests dans de telles conditions avec le maintien d'un film de vapeur sur la paroi. La première section d'essai a été faite dans des conditions sans écoulement ($\text{Re}=0$, $\Delta T_l = 14.7^{\circ}\text{C}$) pour pouvoir calibrer les tests en température contrôlée. Une fois cette calibration réalisée, une deuxième section d'essai avec un écoulement turbulent a été étudiée ($\text{Re}=13500-40500$, $\Delta T_l = 13 - 17^{\circ}\text{C}$). Une comparaison est donnée sur la figure 3.56.

On remarque sur les deux tests que pour diminuer la température de paroi, le système d'asservissement n'a d'autre obligation que d'arrêter d'envoyer de la puissance avant de pouvoir atteindre un autre palier de température. Cette puissance est non nulle pour éviter des overshoot trop importants. Elle correspond à la puissance minimale pour atteindre l'ébullition nucléée stable sur la paroi.

Pour pouvoir maintenir l'ébullition en film sur la paroi seul un gain sur le proportionnel suffit. Or lors des tests avec écoulement, ce gain a été augmenté pour essayer de mieux suivre les consignes imposées et obtenir des températures plus importantes. Cela a permis de maintenir un film de vapeur sur une plus longue période mais avec un flux généré plus instable et très oscillant. Un compromis entre ces deux tests peut être fait pour éviter de telles instabilités, cela reste néanmoins la section d'essai qui sera utilisée dans la suite de cette étude.

Après la crise d'ébullition suit une montée en température importante qui est stabilisée en maintenant un film de vapeur à la paroi. Lors des essais, les films de vapeur ont tendance à apparaître sur un ou des bords du clinquant et se propagent donc à partir des côtés. La figure 3.57 montre l'apparition d'un film de vapeur avec sa propagation axiale et radiale sur une image infrarouge. Il y a donc autant de représentations spatio-temporelles du champ de température qu'il y a de pixels dans la direction radiale. Pour cet essai, il y a deux zones d'ébullition en film qui se sont déclenchées, on se limite ici au film de vapeur qui s'étend du côté gauche vers le centre du clinquant (pour $r=1-6\text{pixel}$) qui semble plus stable. En effet, trois points chauds sont présents sur le côté droit ($r=7-11\text{pixel}$) qui perturbent les mesures de températures.

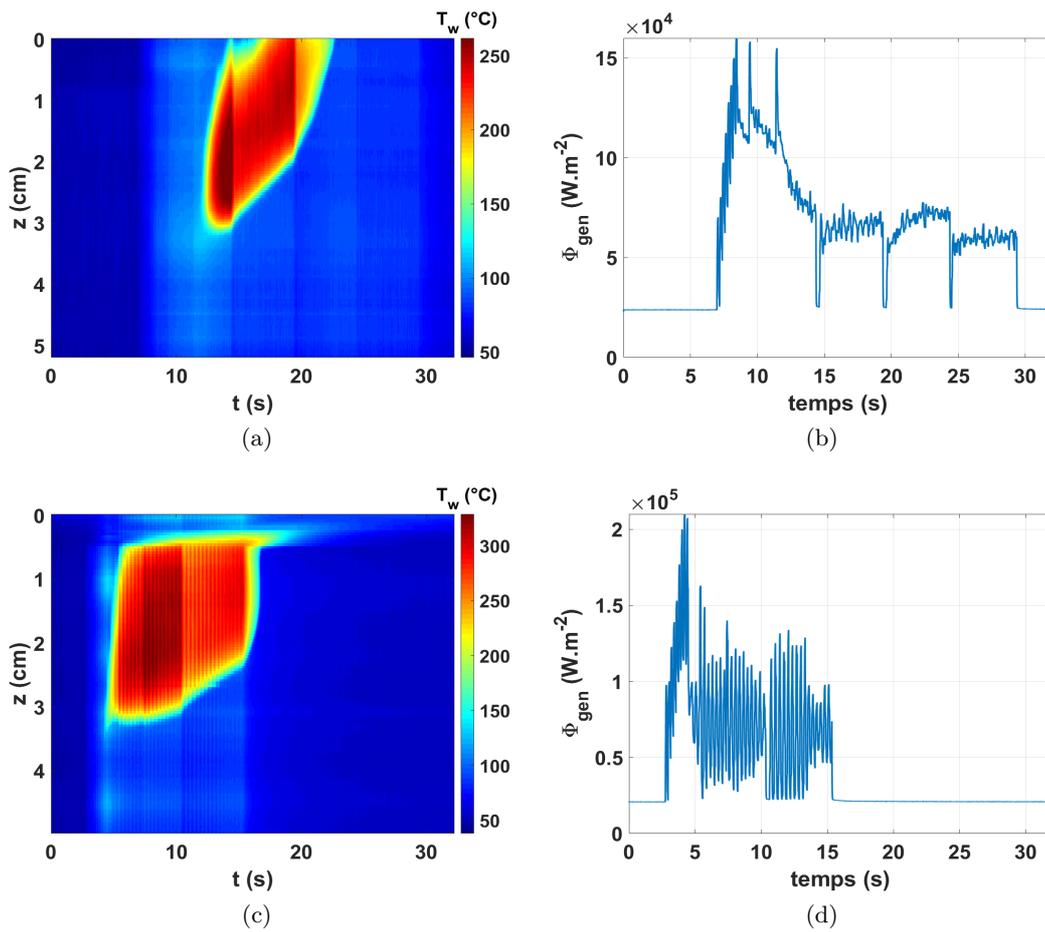


FIGURE 3.56 – Comparaison entre deux campagnes d’essai sans a.) et avec écoulement (Re=13500) b.) lors de l’ébullition en film avec des gains du contrôle P.I.D. différents. Avec $\Delta T_{sub}=15^\circ\text{C}$

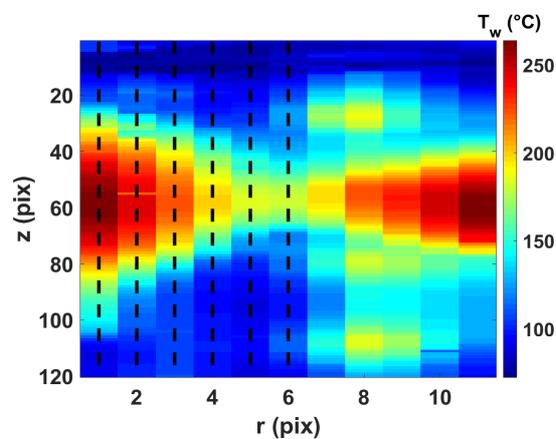


FIGURE 3.57 – Image de la caméra infrarouge lors de la formation du film de vapeur à la paroi.

Le champ de température au centre du clinquant ($r=6$) est tracé sur la figure 3.58 avec son évolution pour trois positions axiales où le film de vapeur s’est développé. Lorsque la crise d’ébullition apparaît, il va y avoir une évolution transitoire de la température avant d’atteindre

sa température stationnaire. Les oscillations engendrées par les paramètres de contrôle du P.I.D. ne seront pas étudiées.

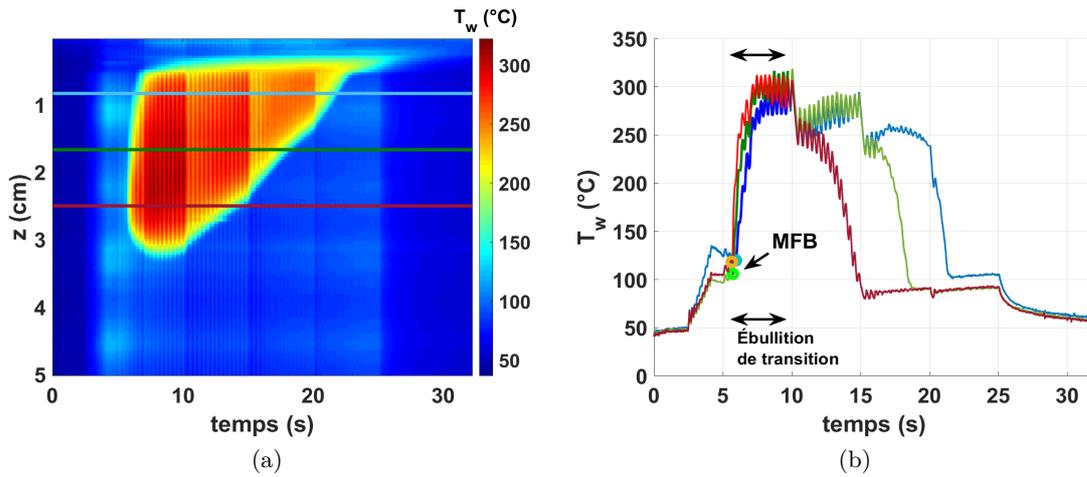


FIGURE 3.58 – Diagramme spatio-temporel de température de paroi avec trois zones de formation de film vapeur caractéristiques. Détermination du point de Minimum Film Boiling et de la montée en température lors de l'ébullition de transition vers le film de vapeur. Avec $Re=13500$, $\Delta T_{sub}=13.5^\circ C$

Cette phase transitoire est donc marquée par le déclenchement de l'ébullition en film à la température T_{MFB} au temps $t_{0,MFB}$ qui va atteindre une température stationnaire d'ébullition en film ($T_{stat, film}$). L'évolution de la température durant cette phase est alors réduite par ces grandeurs caractéristiques comme $\Delta T_{film} = \frac{T_w - T_{MFB}}{T_{stat, film} - T_{MFB}}$ (figure 3.59).

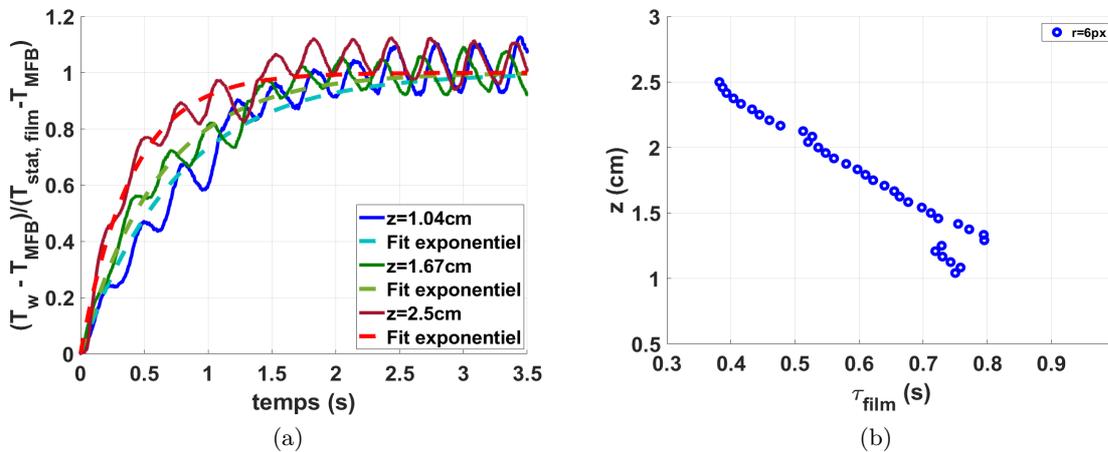


FIGURE 3.59 – Température réduite lors de la phase de transition vers l'ébullition en film comparée à un modèle de type exponentiel en a.) et détermination du temps caractéristique du modèle en b.)

Comme le montre la figure 3.59.a, cette température réduite est caractéristique d'une montée exponentielle (Eq. 3.21). Il est alors possible de déterminer un temps caractéristique τ_{film} de cette phase de transition.

$$T_{film}^* = \frac{T_w - T_{MFB}}{T_{stat,film} - T_{MFB}} = 1 - \exp(-t/\tau_{film}) \quad (3.21)$$

Ce modèle approche correctement nos expériences et se rapproche de ce qui avait été observé par Bessiron et coll. [15]. Ce temps caractéristique τ_{film} est alors déterminé sur chaque position axiale où l'ébullition en film se développe (figure 3.59.b). Dans ce cas là, la température met plus de temps à se stabiliser lorsqu'on s'éloigne de la zone de déclenchement du film de vapeur ($z=2.5\text{cm}$). Ce qui amène à des phénomènes transitoires moins importants dans ces zones. Les flux transférés au liquide sont donc davantage dégradés proche de la zone de déclenchement du film.

Pour chaque position radiale ($r=2-6$ pixels), on détermine alors un temps caractéristique ainsi qu'un taux de chauffe dT/dt pris comme le temps qu'il faut lors de la montée pour atteindre 65% de la température stationnaire pris pour chaque position axiale ($z=0.5-3\text{cm}$) (figure 3.60).

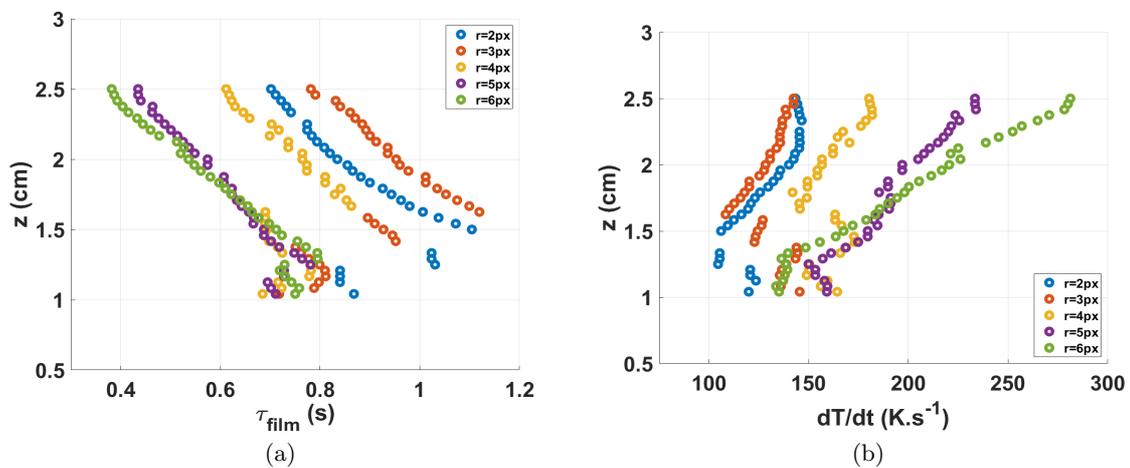


FIGURE 3.60 – Temps caractéristique et taux de chauffe de la montée en température selon plusieurs positions radiales (r) et axiales (z).

On retrouve le même phénomène décrit plus haut que plus le film de vapeur s'éloigne de sa zone de déclenchement ($z=2.5\text{cm}$), plus la température met longtemps à atteindre sa valeur stationnaire et plus les taux de chauffe seront faibles. En ce qui concerne l'évolution radiale de la température, plus le film de vapeur est proche de sa zone de déclenchement, plus le temps pour atteindre la température stationnaire est long et donc avec des taux de chauffe moins importants. La vitesse de chauffe dans le film de vapeur a donc tendance à décélérer dans la hauteur et à accélérer radialement au début de sa propagation et jusqu'à atteindre son état stable.

La figure 3.61 montre les contours et donc l'évolution de la température à la limite du film de vapeur prises toutes les 0.1s sur les images infrarouges.

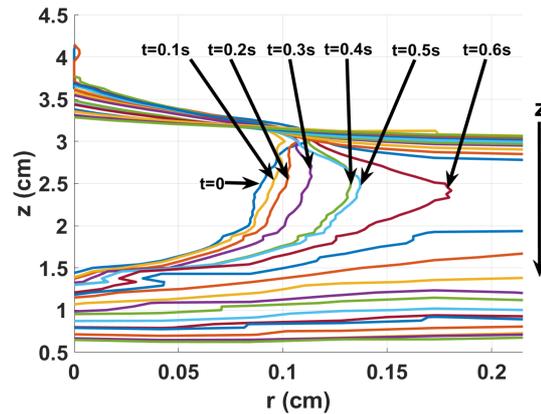


FIGURE 3.61 – Contour du film de vapeur sur la paroi à plusieurs instants ($r=0$, côté droit du clinquant).

Le film de vapeur se propage bien du côté vers le centre du clinquant avant de s'étendre dans la hauteur. On suppose alors que la poche de vapeur créée au point chaud qui déclenche l'ébullition en film va grossir jusqu'à rejoindre l'axe de symétrie, la température va alors augmenter plus rapidement, les échanges étant très faible dans ce cas-là. Cette poche de vapeur va finalement être emportée par l'écoulement qui a tendance à casser les grosses structures de vapeur, laissant un film de vapeur stable se propager où les vitesses de chauffes sont moins importantes.

Ce temps caractéristique τ_{film} est donc dépendant de la vitesse de chauffe comme le montre la figure 3.62.

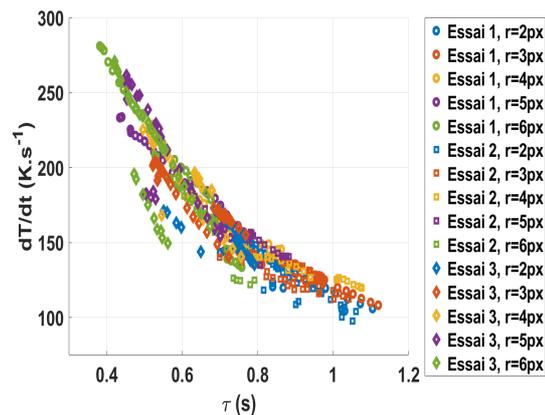


FIGURE 3.62 – Taux de chauffe de la montée exponentielle en fonction du temps caractéristique obtenu avec le modèle pour trois essais différents.

Pour plusieurs essais sur la même section d'essai et dans les mêmes conditions, on retrouve une évolution similaire de la vitesse de chauffe. La montée en température pour atteindre l'ébullition en film engendre donc des transitoires rapides compris entre 100 et $300^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$.

Synthèse Une fois le point MFB local passé, la température de paroi va augmenter fortement et rapidement avant de se stabiliser et laisser place à l'ébullition en film stationnaire. C'est à ce moment que les gradients sur la paroi sont les plus forts et une analyse dans la direction radiale est aussi apportée en complément de celle dans la direction axiale.

Cette montée brusque de température peut être approchée par un modèle exponentiel qui permet d'en déduire un temps caractéristique. Ce temps est alors estimé sur toute la paroi et s'avère dépendant du taux de chauffe local. Ainsi ce temps est plus important loin de la zone de déclenchement de l'ébullition en film dans la direction de l'écoulement. On en déduit également que le film de vapeur est plus rapide sur l'axe de symétrie du clinquant que sur les bords.

3.5.3 Régime d'ébullition en film

Après cette phase de transition, la température est maintenue constante pendant plusieurs secondes. La figure 3.63 montre un cas typique de l'ébullition en film avec deux paliers de température.

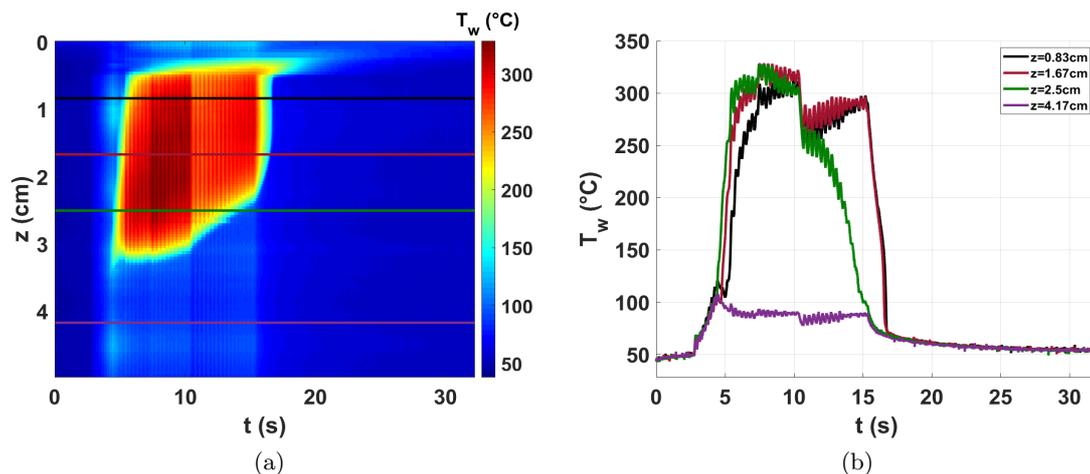


FIGURE 3.63 – Diagramme spatio-temporel de la température au centre du clinquant a.) avec évolution de la température de paroi à 4 positions différentes b.). Avec $Re=13500$, $\Delta T_{sub}=15^\circ C$

La propagation du film de vapeur n'est pas instantanée et ne recouvre pas toute la paroi. On distingue plusieurs évolution de la température sur la figure 3.63.b avec 4 zones caractéristiques :

- Deux zones prises en haut de la section d'essai où l'ébullition en film ne se déclenche pas au même moment mais où les températures finales atteintes sont les mêmes. Le remouillage est quasiment simultané sur ces 2 zones ($z=0.83$ et 1.67 cm).
- Une zone où l'ébullition en film n'est pas maintenue pendant le deuxième palier de puissance ($z=2.5$ cm) mais où la température lors du premier palier est égale à celle des deux zones au-dessus. Le remouillage, dans ce cas-là, se fait petit à petit selon une certaine vitesse (~ 1 cm en 5s).
- Une zone où l'ébullition en film ne s'est pas déclenchée ($z=4.17$ cm). Cette température va commencer à baisser quand le film va apparaître et se stabiliser une fois le film de vapeur établi. Les températures restent tout de même importantes ($\sim 90^\circ C$ pour le premier palier) mais ne suffisent pas à déclencher un autre film de vapeur. On a donc le régime d'ébullition nucléée dans cette zone.

Il est possible de prendre une moyenne de la température dans le film de vapeur lors de l'ébullition en film stationnaire. Les températures ayant tendance à rester relativement constantes lors de ce régime.

Pour étudier seulement le film de vapeur, il faut donc pouvoir écarter cette partie du reste. Cette zone est bien délimitable par un contour qui permet d'extraire la partie d'ébullition en film stable. La figure 3.64 montre les diagrammes spatio-temporels de la température T_w , du flux de chaleur transféré au liquide Φ_w et enfin du coefficient d'échange h , délimité par le

contour. La partie noire correspond au premier moment où l'ébullition est quasiment stable et la partie blanche au dernier moment.

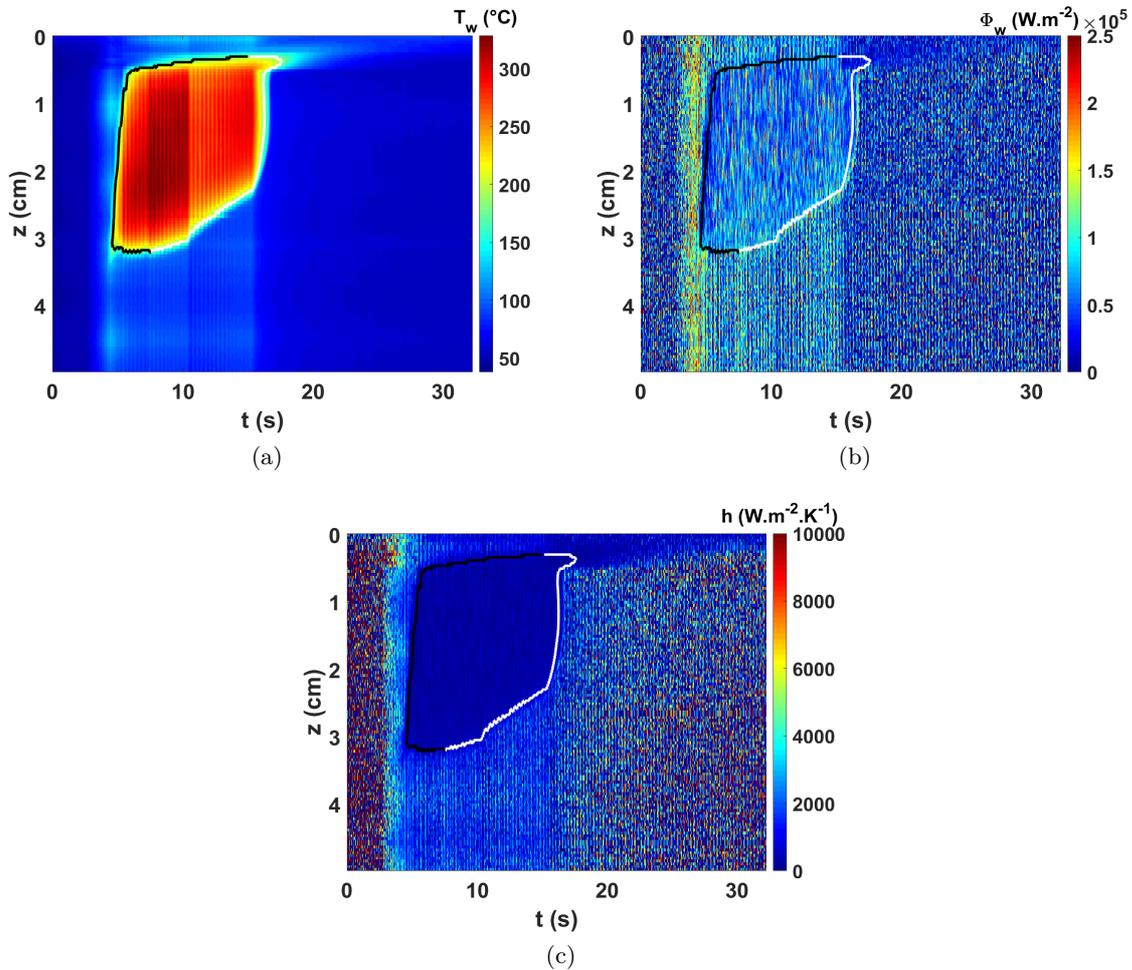


FIGURE 3.64 – Diagramme spatio-temporel de la température de paroi, du flux transféré au liquide et du coefficient d'échange.

Le film de vapeur est stable pendant environ 10s sur la paroi. Étant donné la faible conductivité thermique de la vapeur, la température de paroi est très importante et le flux transféré est fortement dégradé. Ceci implique des coefficients de transfert de chaleur très faibles (zone bleu sombre sur la figure 3.64) qui sont jusqu'à 10 fois inférieurs aux coefficients de transferts de la zone en ébullition nucléée. C'est ce coefficient qui caractérise ce régime et qui est étudié ensuite. Les figures 3.65.a) et .c) montrent la zone d'intérêt isolée du reste pour pouvoir faire apparaître les coefficients caractéristiques.

Les figures 3.65 correspondent aux moyennes de la température et du coefficient de transfert de chaleur dans cette zone. L'évolution de la température n'est pas prise exactement au moment où l'ébullition devient stable. Cela permet de remarquer que lors de la montée en température du début, le coefficient h chute rapidement avant d'atteindre une valeur stationnaire. Ce qui n'est pas le cas à la fin de l'essai. La mise en place du film de vapeur et son état stable n'induisent donc pas les mêmes transferts de chaleur et c'est lors de la montée en température que le flux est plus fortement dégradé.

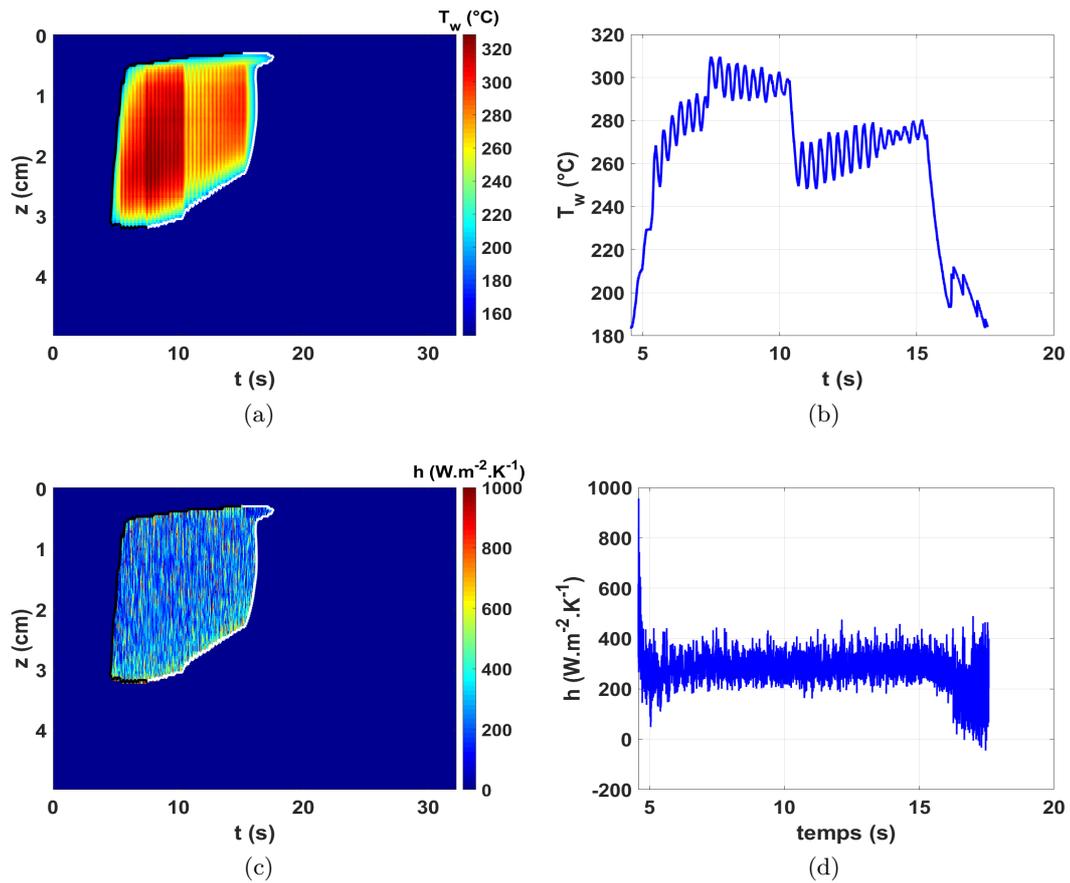


FIGURE 3.65 – Délimitation de la zone d'ébullition en film stationnaire sur les diagrammes spatio-temporels de la température de paroi et du coefficient d'échange en a. et c.) et évolution moyenne des grandeurs dans cette zone.

Mais étant donné la structure complexe de ces phénomènes, une représentation statistique est apportée. Les densités de probabilité de ces coefficients sont données sur la figure 3.66.

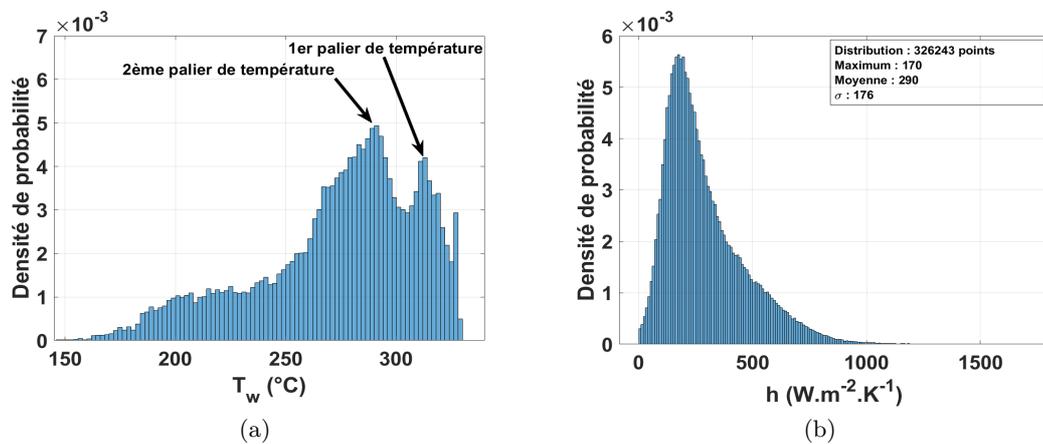


FIGURE 3.66 – Densités de probabilités de la température de paroi et du coefficient d'échange à l'intérieur du film de vapeur stable.

Les deux paliers de température imposés sont bien démarqués par les deux maximum locaux et correspondent aux températures les plus probables de l'ébullition en film. Cependant, ces deux pics n'apparaissent pas sur le coefficient de transfert de chaleur h qui ne possède qu'un seul maximum. Ce coefficient est très faible, les différences de températures entre les paliers ne sont alors pas suffisantes pour rendre compte d'un changement sur les transferts thermiques. Les faibles températures correspondent à la fin du régime de transition avec des forts coefficients de transferts de chaleur h .

Ce coefficient est ensuite comparé pour plusieurs nombres de Reynolds sur la figure 3.67.

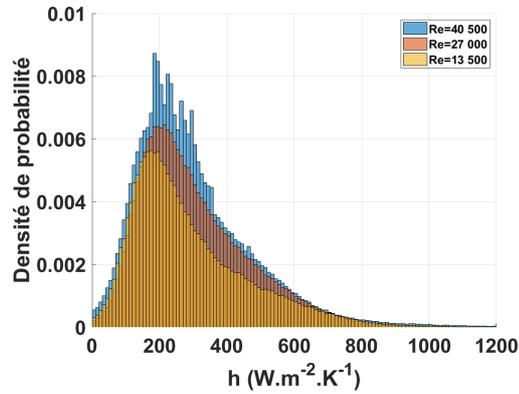


FIGURE 3.67 – Densité de probabilité du coefficient d'échange de chaleur pour trois nombres de Reynolds différents.

Les densités de probabilité obtenues sont proches et le coefficient de transfert de chaleur le plus probable semble diminuer légèrement avec le nombre de Reynolds.

Étude thermique lors de paliers de température

Lors de certains essais, plusieurs créneaux de température imposés sont suffisants pour avoir une évolution sur le coefficient d'échange de chaleur durant l'ébullition en film stationnaire en fonction de la température comme sur la figure 3.68.

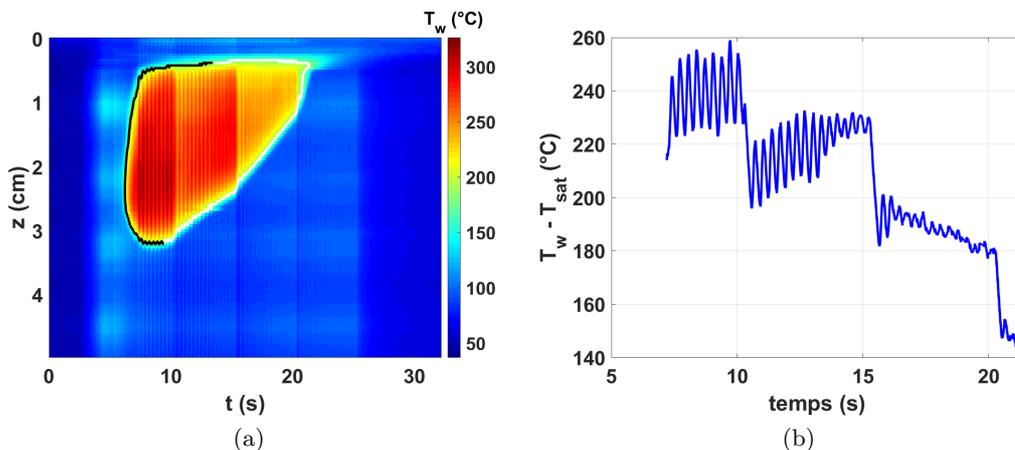


FIGURE 3.68 – Paliers de température stables dans le film de vapeur. Avec $Re=27000$, $\Delta T_{sub}=13^\circ C$.

Ce test aux trois paliers de température compris entre 190 et 240°C permet de faire apparaître une évolution du coefficient h moyenné en fonction de la surchauffe à la paroi (figure 3.69).

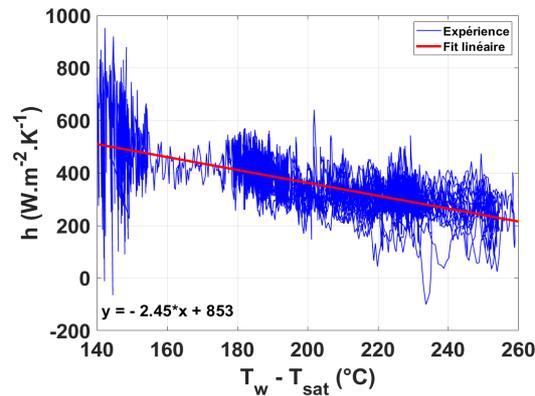


FIGURE 3.69 – Coefficient de transfert de chaleur en fonction de la surchauffe à la paroi pour trois paliers de température.

En moyenne, les coefficients de transferts de chaleur diminuent avec la surchauffe à la paroi et peuvent être approchés par un modèle linéaire. Notons également que Baudin [8] a montré que lors du chauffage, l'ébullition en film stationnaire pouvait être approchée par un modèle à deux fluides inspirés du modèle de Bromley [18] mais qui n'a pas été vérifié sur nos tests. Une étude plus approfondie sur le coefficient d'échange de chaleur est alors nécessaire.

Synthèse Le système d'asservissement permet d'atteindre le régime d'ébullition en film stationnaire sur plusieurs secondes sans que la section d'essai ne casse. Une fois, le film de vapeur stable, la température est relativement constante, ce qui permet d'entourer facilement les zones d'ébullition en film sur les diagrammes spatio-temporels. Des densités de probabilités de température et également du coefficient de transfert de chaleur sont alors calculées pour différents tests. Lors de cette phase, les échanges de chaleur sont fortement dégradés et peuvent être jusqu'à 10 fois inférieurs au régime d'ébullition nucléée. L'écoulement dans ce cas-là ne modifie que très légèrement ces échanges. Certains tests permettent d'avoir une évolution du coefficient de transfert avec la température de paroi qui est de plus en plus faible quand la surchauffe à la paroi augmente.

3.5.4 Remouillage

Lorsque le film de vapeur ne peut plus se maintenir à la paroi, il y a le remouillage de la paroi caractérisé par une diminution de la température et une réaugmentation du flux de chaleur. La transition entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée peut être représentée avec trois points caractéristiques identifiés sur la courbe d'ébullition lors de la descente en température (figure 3.70).

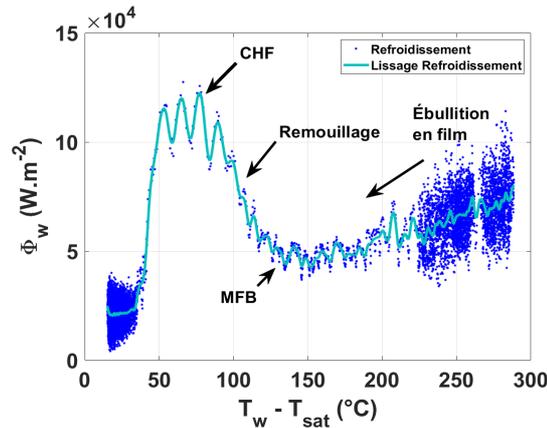


FIGURE 3.70 – Courbe d'ébullition lors de la phase de refroidissement avec l'apparition d'un point de Minimum Film Boiling de refroidissement, d'une phase de remouillage et d'un flux critique de remouillage pris au centre du clinquant dans une zone d'ébullition en film. Avec $Re=0$, $\Delta T_{sub}=14^\circ\text{C}$.

- Un minimum local sur le flux de chaleur qui est similaire au flux de minimum film boiling Φ_{MFB} obtenu lors de la chauffe, également associé à une température T_{MFB} qui indique le début du remouillage de la paroi.
- La fin de la transition qui mène vers le régime d'ébullition nucléée. Ce point est caractérisé par un maximum local de flux de chaleur. Ce flux est similaire au flux critique trouvé lors de la chauffe, on le note alors $\Phi_{CHF,rem}$ pour une température $T_{CHF,rem}$.
- Le point de remouillage de la paroi est compris entre les deux points précédents avec un flux de chaleur noté Φ_{Rem} et une température T_{Rem} . Ce point est déterminé comme le maximum de la variation de température et donc au minimum de la dérivée seconde de la température. Cette donnée est choisie car elle est facilement identifiable sur notre signal de température.

Ces trois points sont représentés sur les trois courbes caractéristiques à la détermination de ces points. L'évolution de la température, du flux de chaleur et de la dérivée seconde de la température sont données en figure 3.71.

Ces trois points sont ensuite déterminés sur chaque position axiale où l'ébullition en film est apparue et représentés sur la figure 3.72.

Durant le refroidissement, le flux critique $\Phi_{CHF,r} = 0.12\text{MW.m}^{-2}$ et la température à ce point $T_{CHF,r} = 115^\circ\text{C}$. La dispersion est ici plus importante que lors de la chauffe du fait que le contrôle P.I.D. est davantage bruité par des oscillations pour la phase de refroidissement. En ce qui concerne le flux minimum MFB, il est faible ($\Phi_{MFB,r} \simeq 50\text{kW.m}^{-2}$) pour des températures très importantes ($T_{MFB,r} \simeq 175^\circ\text{C}$) soulignant la transition entre le film de vapeur et l'ébullition nucléée. Quant au point de remouillage, le flux et la température sont compris entre le CHF et le MFB avec $\Phi_{Rem} \simeq 0.1\text{MW.m}^{-2}$ et $T_{Rem} \simeq 130^\circ\text{C}$.

On compare ensuite la courbe d'ébullition pendant la chauffe et lors du refroidissement sur la figure 3.73.

On constate que la température au flux critique T_{CHF} et la température au flux critique de remouillage $T_{CHF,rem}$ sont similaires et sont proches de 110°C . Tandis que le flux critique au remouillage $\Phi_{CHF,rem}$ est moins important que le flux critique lors de la montée. Une baisse de flux critique lors du refroidissement d'une paroi recouverte initialement d'un film de vapeur a déjà été observé par Sakurai et coll. [85].

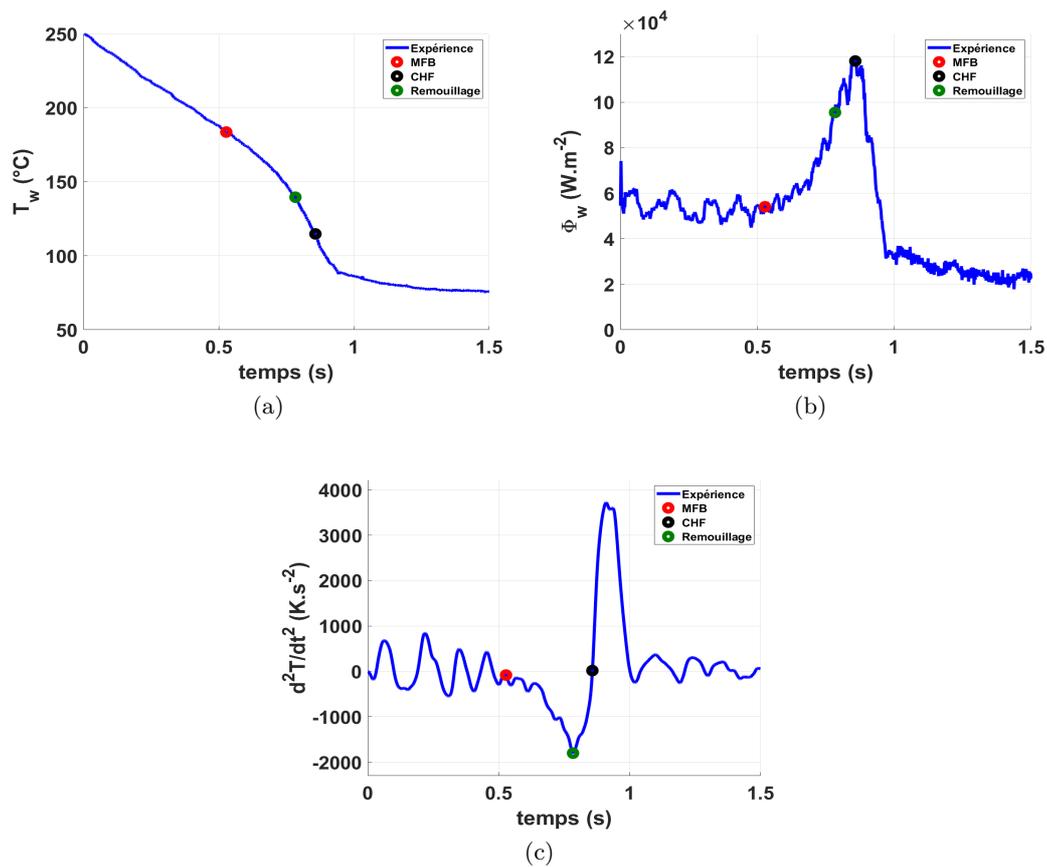


FIGURE 3.71 – Évolution temporelle de la température de paroi, du flux de chaleur et de la dérivée seconde de la température avec apparition des zones caractéristiques de la phase de remouillage (MFB, Remouillage et CHF)

En ce qui concerne les points de remouillage et le minimum film boiling au refroidissement, les températures sont beaucoup plus importantes que lors de la chauffe. Le contrôle de la température pendant le refroidissement par des transitoires en rampe de température permettent d’observer l’impact du taux de refroidissement sur une courbe d’ébullition à l’instar des travaux de Auracher et Marquardt.

Le remouillage du film de vapeur ne se fait pas au même moment sur la paroi. Les zones proches du déclenchement du film de vapeur remouillent alors la paroi plus rapidement que les zones éloignées du fait que le film de vapeur est emporté par l’écoulement. Les taux de refroidissement en température peuvent alors être différents pour un même flux généré et dépend de la position axiale comme le montre la figure 3.74.

On peut distinguer deux phases principales de remouillage du film de vapeur sur ce test où la puissance est remise à son état stable d’ébullition nucléée directement, ainsi :

- L’ébullition en film apparaît vers $z=3\text{cm}$ et ne se développe pas vers le bas de la section d’essai, dans ce cas le remouillage se fait selon une vitesse relativement faible ($\sim 0.2\text{cm.s}^{-1}$). L’évolution de la température de refroidissement est dans ce cas peu rapide comparé à la deuxième phase ($\sim 50^\circ\text{C.s}^{-1}$).
- La deuxième phase commence à partir de $z\sim 2\text{cm}$ où le film de vapeur disparaît quasiment au même moment sur toute la paroi. Ceci implique des taux de refroidissement plus importants ($\epsilon 200\text{-}300^\circ\text{C.s}^{-1}$).

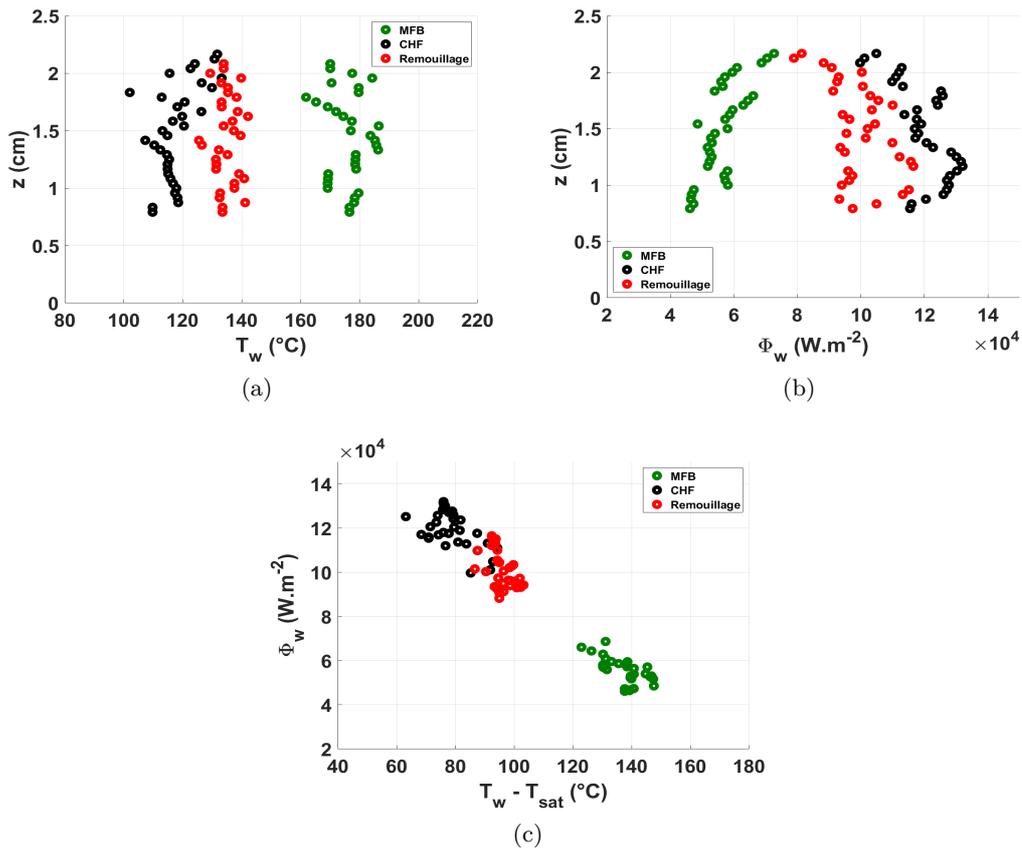


FIGURE 3.72 – Température et flux et caractéristiques lors du remouillage (MFB, Remouillage, CHF) en fonction de la position axiale et diagramme flux-surchauffe à la paroi pour un test à $Re=16\ 100$ et $\Delta T_{sub}=13^\circ C$.

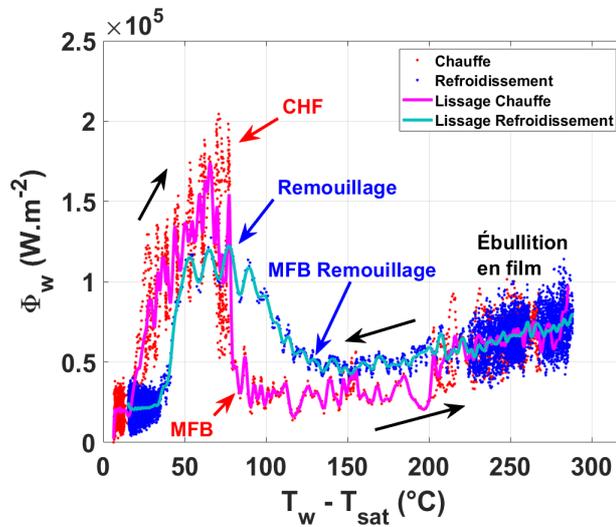


FIGURE 3.73 – Courbe d'ébullition lors d'un test contrôlé en température lors du chauffage et du refroidissement avec $Re=16\ 500$, $\Delta T_{sub}=16^\circ C$.

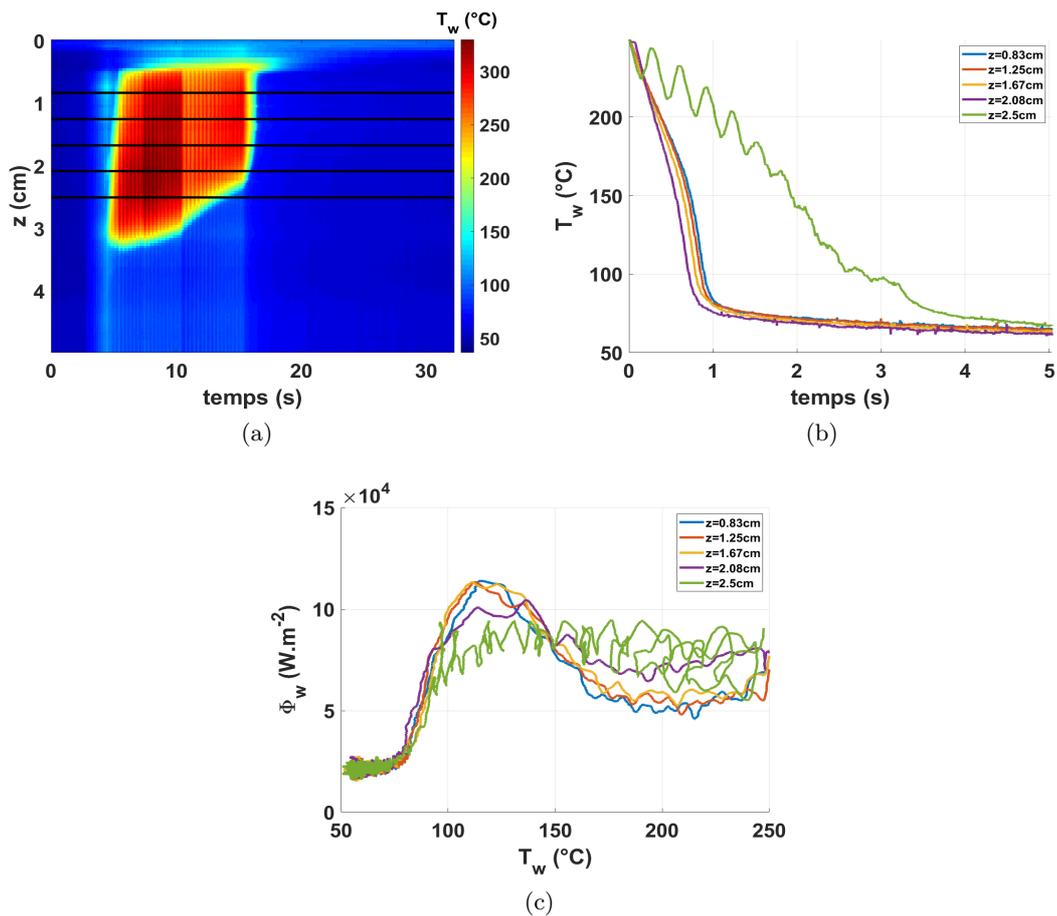


FIGURE 3.74 – Diagramme spatio-temporel .a) et évolution temporelle b.) de la température pour cinq zones d'ébullition en film. Représentation du flux de chaleur en fonction de la température de paroi en c.). Avec $Re=13500$, $\Delta T_{sub}=13^\circ C$.

On remarque sur la courbe d'ébullition de la figure 3.74 que pour les zones où $z < 2$ cm (phase 2), l'évolution du flux de chaleur selon la température de paroi ne dépend plus de la position axiale. Le flux critique et la température à ce point sont alors similaires. Ce qui n'est plus le cas lorsqu'on s'approche de la zone de transition de ces deux phases, le flux critique a tendance à diminuer jusqu'au point de déclenchement de l'ébullition où les gradients de températures sont les plus forts qui mélangent une phase d'ébullition en film avec le régime d'ébullition nucléée.

Pour vérifier que ces phases de remouillage apparaissent quelles que soient les conditions expérimentales (débits et rampes de refroidissement définies avec le temps imposée, τ_{impos} pour atteindre la température d'ébullition nucléée), une cartographie des diagrammes spatio-temporels de la température est donnée sur la figure 3.75.

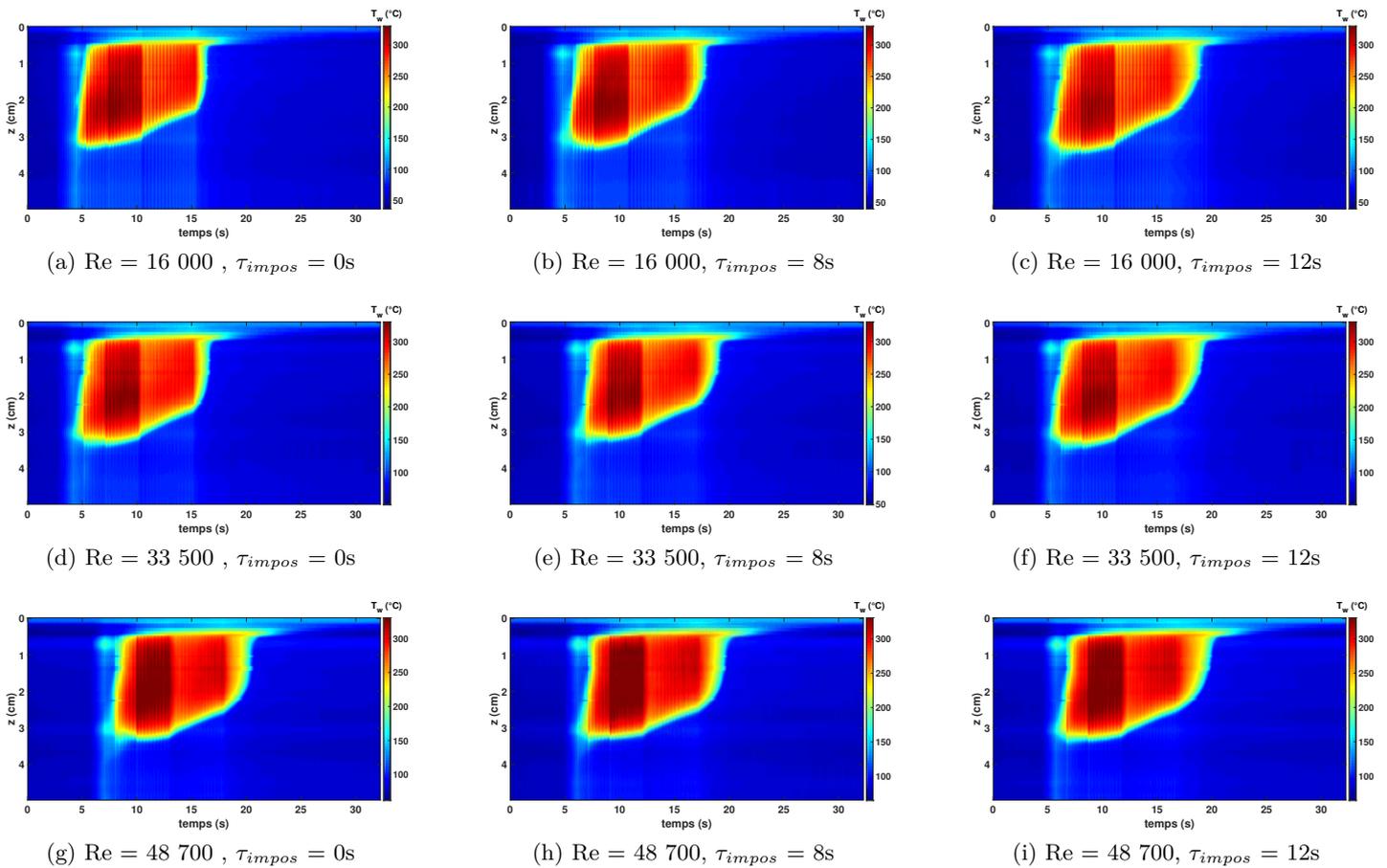


FIGURE 3.75 – Cartographie de diagramme spatio-temporel de la température pour différentes conditions expérimentales ($Re \in [16\ 000 - 48\ 700]$, $\Delta T_{sub} = 16^\circ\text{C}$ et $\tau_{impos} \in [0-12]\text{s}$) pris au centre du clinquant sur une section d'essai.

La stabilisation de l'ébullition en film a été imposée de la même façon sur tous les tests. On remarque que pour une section d'essai donnée, le film de vapeur va commencer à se propager toujours à partir du même endroit (ici pour $z \sim 3\text{cm}$). En ce qui concerne la phase de remouillage, elle est imposée de plus en plus longue, et des courbes d'ébullition prises pour des positions où le film est bien développé ($z > 2\text{cm}$) sont représentées sur la figure 3.76.

Le flux de chaleur dans les zones éloignées du déclenchement de l'ébullition en film n'admet pas de tendance particulière selon le taux de refroidissement ou le débit et $\Phi_{CHF} = 0.12\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$. Or d'après l'étude d'Auracher et Marquardt, il y a une diminution du flux critique de remouillage avec le taux de refroidissement mais dans notre cas, le flux généré admet trop d'oscillations pour caractériser correctement ce phénomène.

Synthèse

Le remouillage sur nos expériences est plus compliqué à déterminer. En effet, la transition entre le film de vapeur et l'ébullition nucléée dépend fortement de la position à laquelle on regarde et deux phases caractéristiques de propagation sont déterminées. Une phase proche de la zone de déclenchement de l'ébullition en film où le film de vapeur se fait rapidement emporter par l'écoulement. Dans ce cas, les taux de chauffe sont assez lents, ce qui induit des flux de chaleur plus faibles que la seconde phase. Celle-ci se situe à environ 1cm de la zone de déclenchement avec un film de vapeur plus stable. Le remouillage dans cette partie se fait alors

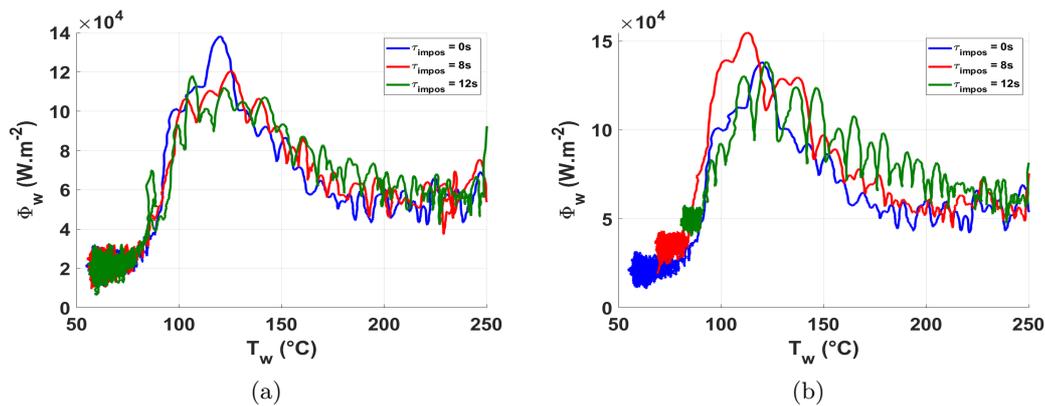


FIGURE 3.76 – Courbes d'ébullition en fonction du taux de chauffe en a.) et en fonction du débit en b.)

quasiment simultanément. Les taux de chauffe sont alors importants, ce qui amène à des flux critiques de remouillage plus importants.

Une comparaison des points caractéristiques de la phase de remouillage (MFB, remouillage et CHF) avec la phase de chauffe de la paroi permet de dire que la température au flux critique reste la même. Ce qui n'est pas le cas pour le flux critique qui est moins important lors du refroidissement. Ce résultat est bien conforme aux résultats de la littérature. Il n'y a cependant pas de dépendance aperçue dans nos tests en fonction des taux de chauffe ou de l'écoulement.

3.5.5 Conclusion

Lors du contrôle en température, l'ébullition en film est atteinte et stabilisée sur une partie du clinquant. Ce régime se déclenche et se propage à partir de points chauds qui apparaissent sur la paroi lors de phase de chauffe. Dans la zone du film de vapeur, la température est importante dû à la mauvaise conductivité thermique de la vapeur et qui empêche le liquide de refroidir la paroi. La température dépend alors fortement de la hauteur et des forts gradients apparaissent sur toute la paroi. Ainsi, il est nécessaire d'analyser localement les transferts de chaleur. Des diagrammes spatio-temporels permettent d'illustrer les différentes grandeurs caractéristiques (température, flux et coefficient d'échange de chaleur). Une analyse de toutes les phases du régime d'ébullition en film (crise d'ébullition, ébullition de transition, ébullition en film stationnaire et remouillage de la paroi) est donnée et comparée à des résultats de la littérature.

3.6 Simulation numérique de l'expérience à l'aide du logiciel SCANAIR

L'expérience modèle présentée ici a été construite dans le but d'atteindre des régimes d'ébullition transitoire pour améliorer la compréhension de ces phénomènes sur la thermique entre le fluide réfrigérant et la paroi. Les expériences NSRR et PATRICIA sont des projets expérimentaux qui ont permis d'obtenir des tendances sur l'ébullition transitoire en condition réacteur mais avec des incertitudes sur les résultats. Au vu des conditions thermohydrauliques éloignées de notre expérience (Pression, fluide ...) par rapport aux conditions en réacteur, il est intéressant de pouvoir comparer les résultats obtenus dans ces deux études.

Comparaison avec les cas réacteur

L'évolution de la température de paroi ainsi que les transferts thermiques transférés au liquide jouent un rôle important lors d'un RIA, notamment sur la tenue de la gaine d'un crayon de combustible. Les tests NSRR (0.1MPa, T_{amb} , sans écoulement) ont permis d'étudier les régimes d'ébullition transitoires en mesurant des températures par des thermocouples placés à l'intérieur du crayon de combustible étudié. La température de paroi a ensuite été déterminée par des calculs de conduction inverse dans SCANAIR, ce qui a permis de déterminer un flux de chaleur. Les résultats NSRR obtenus par Bessiron et coll. [15] sont représentés sur la figure 3.77a. Lors de ces tests, la température de paroi durant la phase d'ébullition en film reste relativement constante. On compare alors les essais NSRR avec un de nos tests où l'ébullition en film a été maintenue pendant plusieurs secondes sur la paroi avec une température quasi-constante (figure 3.77b). Le flux de chaleur déduit des mesures NSRR est également comparé avec notre test (figure 3.77a et figure 3.77b).

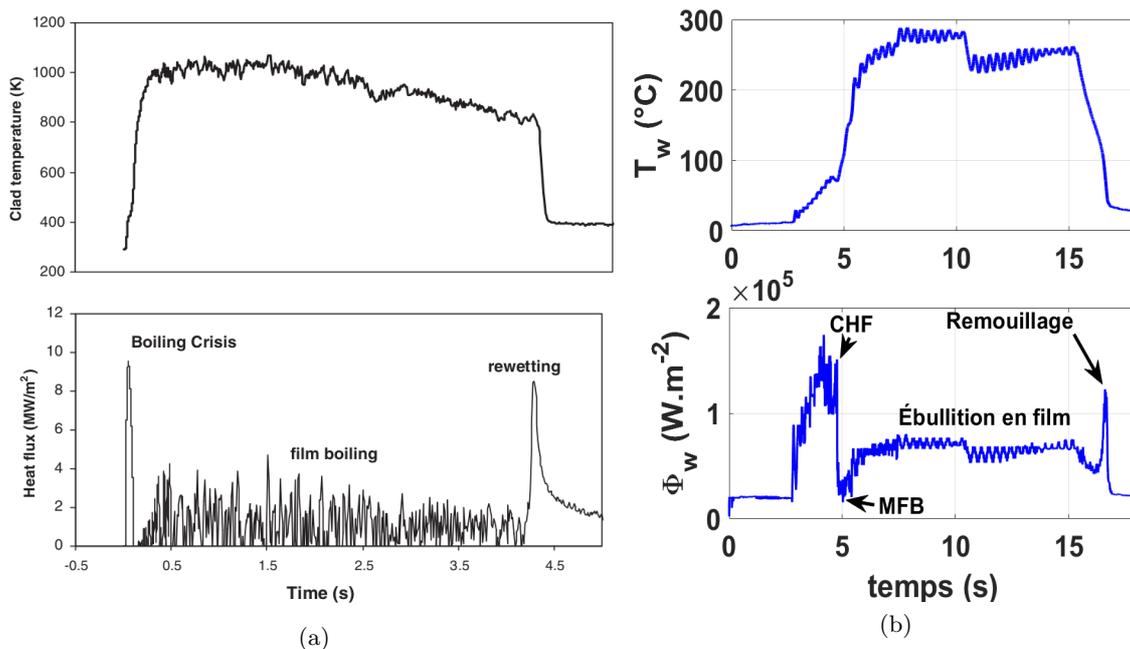


FIGURE 3.77 – Comparaison d'une montée en température et de l'évolution du flux de chaleur d'un test NSRR a.) avec l'expérience modèle b.).

On retrouve les mêmes tendances dans les deux cas avec la même succession des régimes de l'ébullition transitoire. La phase de montée lors de l'ébullition nucléée est bien plus longue dans nos expériences, mais au moment de la crise d'ébullition, on retrouve un flux important, caractéristique du flux critique, qui amène à une forte dégradation du flux de chaleur. Le flux durant l'ébullition en film reste très faible et quasiment constant, même avec une légère diminution de la température durant cette phase. Après plusieurs secondes, le film de vapeur va disparaître et le flux de chaleur admet un maximum local qui correspond au point de remouillage de la paroi. Des courbes d'ébullition caractéristiques sont alors déduites de ces mesures présentées sur la figure 3.78.

La courbe d'ébullition permet de retranscrire les différents régimes de l'ébullition transitoire des deux essais. Les tendances similaires permettent de montrer qu'il est possible avec notre expérience d'approcher les phénomènes mesurés lors des tests NSRR mais de façon plus précise. En effet, le calcul inverse de conduction à travers la paroi a engendré des incertitudes de l'ordre de 20% sur le flux estimé.

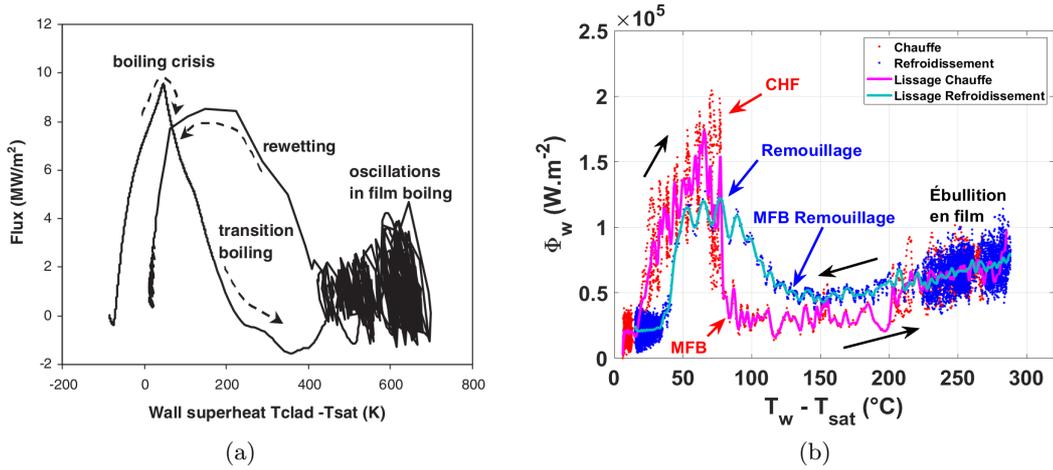


FIGURE 3.78 – Comparaison de la courbe d'ébullition d'un test NSRR a.) avec l'expérience modèle b.).

Il est également possible de comparer nos tests expérimentaux avec les essais PATRICIA qui ont été réalisés dans des conditions thermohydrauliques différentes ($0.2-17\text{MPa}$, $T_{l\epsilon}[20-360]^\circ\text{C}$, $0-1.5\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) de NSRR. Ces conditions se rapprochent de celles d'un réacteur avec une phénoménologie plus proche d'un RIA. Lors de cet accident, l'excursion de puissance injectée est très rapide et peut être assimilée à une montée exponentielle. Le contrôle de notre expérience permet d'imposer ce type de signal, il est alors possible de comparer l'évolution typique de la température de paroi des tests PATRICIA [13] et de nos expériences lorsque l'ébullition en film est atteinte (figure 3.79).

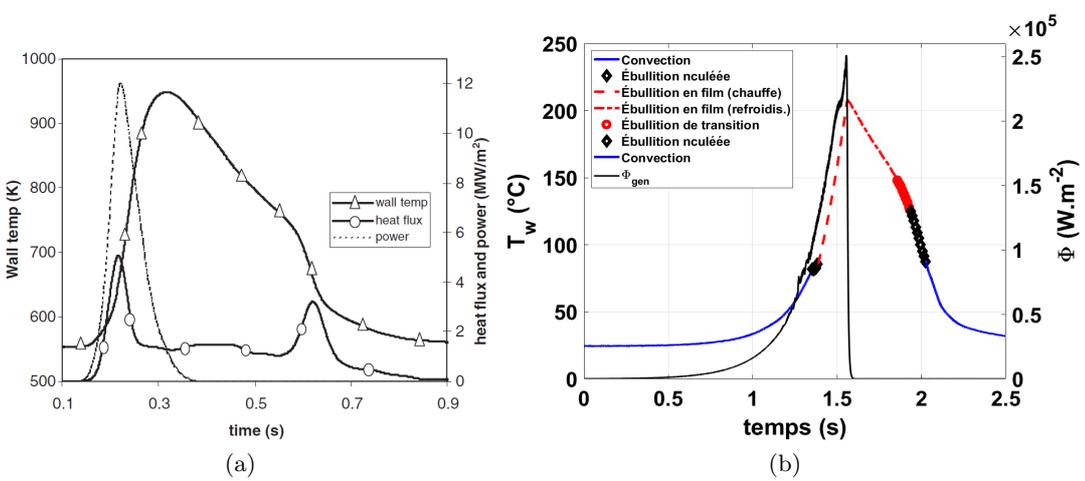


FIGURE 3.79 – Évolution de la température soumise à une exponentielle de puissance sur un test PATRICIA [13] en a) et dans notre expérience en b)

Tous les régimes d'ébullition sont retrouvés dans les deux cas avec une évolution en température de paroi similaire. Il est donc bien possible avec notre expérience de reproduire les phénomènes transitoire d'un RIA. Dans notre essai, c'est une exponentielle avec un temps caractéristique $\tau_{expo}=20\text{ms}$ qui est imposée pendant environ 0.8s . Cependant, il est possible de se rapprocher encore davantage des phénomènes RIA en baissant τ_{expo} . Dans ce cas-là, il y a une

transition directe vers l'ébullition en film sans la mise en place du régime d'ébullition nucléée comme sur le test PATRICIA.

Résultats obtenus avec SCANAIR

Le logiciel SCANAIR (introduit dans le premier chapitre) intègre un module de thermohydraulique avec une approche mono-dimensionnelle où l'écoulement est représenté par un canal annulaire entourant le crayon. Ce module détermine le coefficient d'échange de chaleur entre la paroi externe du crayon et le canal. Il permet de considérer plusieurs régimes d'échange (suivant les régimes d'ébullition) ainsi que des critères de changement de régime. La résolution de l'écoulement par le module thermohydraulique se limite à celle d'un bilan enthalpique et à un bilan de masse, sans description d'un éventuel taux de vide. Les lois d'échange entre la paroi et le fluide sont donc principalement des fonctions de ces grandeurs. La base de données de validation du logiciel SCANAIR pour les transferts thermiques en ébullition convective en conditions de RIA est principalement constituée de l'interprétation d'essais PATRICIA et NSRR. Le calcul des tests NSRR (sans écoulement, P_{atm} , 20°C) dans le logiciel SCANAIR a montré que les corrélations classiques usuelles pour approcher l'ébullition transitoire ne sont pas adaptées pour les simulations des transferts de chaleur entre la paroi et le liquide lors d'un RIA ([15]). Les tests PATRICIA en condition REP (écoulement $4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, jusqu'à 15MPa , 280°C) ont par la suite été faits dans une boucle hydraulique remplie d'eau pour étudier des cas plus proches d'un réacteur à eau pressurisée.

Les propriétés des matériaux constituant l'expérience modèle ont été implémentées dans la dernière version de SCANAIR. La gaine est alors constituée de deux matériaux : la peinture Belton et l'acier AISI304 (partie externe de la gaine) avec la puissance injectée par effet Joule seulement dans le métal (la puissance dans la peinture étant nulle).

Deux types de calcul sont possibles pour notre expérience ; Les calculs dits inverses sont utilisés à des fins d'interprétation de notre expérience. Ainsi, on impose comme conditions aux limites du calcul de la température au sein du solide côté air, la température mesurée. Le calcul numérique permet alors, à l'instar de notre modèle simplifié du chapitre 2.6.1, de déduire des données expérimentales, la température côté fluide ainsi que le flux échangé de ce côté.

Le second type de calcul vise à s'assurer de la cohérence de notre analyse. On souhaite alors valider que notre modélisation des échanges de chaleur entre la paroi et le fluide permet de bien reproduire nos mesures. En se basant sur l'historique de puissance injectée dans le solide et sur les modélisations retenues pour les échanges (corrélations pour la convection, l'ébullition nucléée...) et les critères de transition de régime (valeur de la température de nucléation, propagation axiale...), le but final serait de montrer que le logiciel permet de retrouver les évolutions temporelles de température mesurées. Pour ce type de calcul, dit direct, il est alors nécessaire de renseigner les propriétés thermodynamiques du HFE7000.

Ces propriétés ont été implémentées mais pour pouvoir effectuer des calculs directs, il est nécessaire de connaître des coefficients d'échanges en paroi de ce fluide. L'utilisation de SCANAIR avec les données de notre expérience est donc possible et les premiers résultats obtenus sont présentés dans la suite.

Régime de Convection Dans un premier temps, ce sont des calculs de conduction inverse qui sont étudiés. Le but est d'observer l'impact de la peinture sur la thermique du système en fonction de l'épaisseur estimée dans la partie précédente. Dans notre expérience, c'est la mesure de la température interne de la gaine (côté air) qui est mesurée, le but est donc de déduire la température externe de la gaine (côté fluide) par une méthode itérative (méthode de la sécante).

Des problèmes de convergence peuvent apparaître si la synchronisation entre les signaux de température et de flux généré n'est pas exacte ou que le signal est trop bruité, ce qui peut être le cas pour certains tests. Pour vérifier les résultats obtenus dans SCANAIR, des tests en régime de convection sont calculés. Pour simplifier le problème, on ne prend pas en compte les différences d'évolution de la température mesurée sur la hauteur du clinquant mais seulement une moyenne. La figure 3.80 représente un cas test typique de convection où la puissance imposée n'est pas suffisante pour déclencher l'ébullition transitoire.

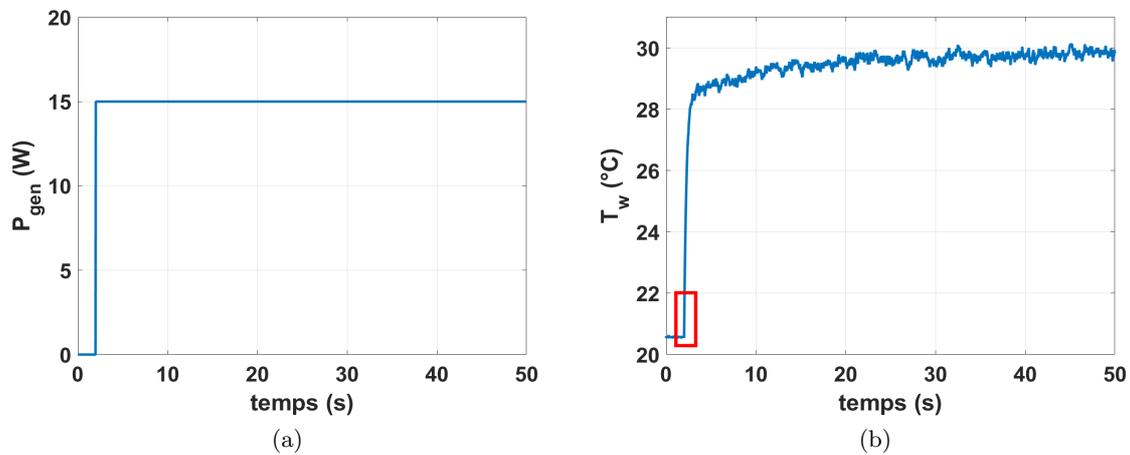


FIGURE 3.80 – Essai de convection typique.

Une puissance est donc imposée pendant plusieurs secondes pour atteindre une température stationnaire. Cette température mesurée est ensuite donnée en entrée dans SCANAIR. L'épaisseur de peinture a été déterminée pour cette section d'essai à $35\mu\text{m}$. La figure 3.81 donne une comparaison des résultats SCANAIR avec les données expérimentales au début de la chauffe.

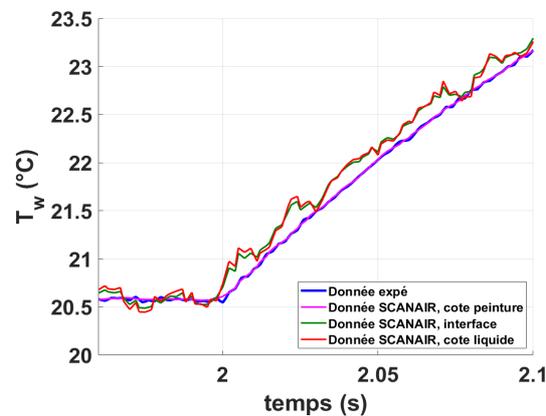


FIGURE 3.81 – Calcul inverse SCANAIR sur un test en convection zoomé sur le début de chauffe.

Dans ce cas là, l'épaisseur de peinture est assez faible pour ne perturber que faiblement les mesures de température, les résultats obtenus sont bien cohérents avec la physique attendue (figure 3.81).

- Le moment où la peinture a le plus d'impact est au début de la chauffe. En effet, la conductivité thermique de la peinture est assez mauvaise, ce qui implique un phéno-

mène de conduction instationnaire à travers celle-ci. Comme son épaisseur est faible, la température mesurée rattrape rapidement la température côté fluide.

- Le gradient thermique à travers le clinquant est très faible et n'induit pas de différence de température importante.

Il a été montré, dans la partie 2 sur l'étude de peinture, que la température mesurée suit une loi de Lambert par rapport à la température de liquide estimée. Ce résultat est bien retrouvé sur la figure 3.82 et valide notre analyse sur l'impact thermique de la peinture dans notre système.

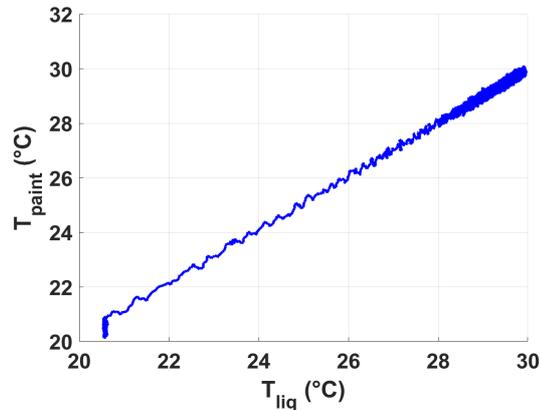


FIGURE 3.82 – Température interne de la gaine (côté peinture) en fonction de la température externe de gaine (côté liquide).

Une analyse similaire avec des essais où il y a eu le déclenchement de l'ébullition est également apportée.

Déclenchement de l'ébullition Après la validation en régime monophasique des résultats expérimentaux dans SCANAIR, il est possible maintenant d'étudier des tests avec une puissance imposée suffisamment importante pour pouvoir activer des sites de nucléation et déclencher l'ébullition nucléée sur la paroi. Un cas test typique est aussi présenté sur la figure 3.83 pour être calculé dans SCANAIR.

Ce test est fait sur la même section d'essai que celui en convection, l'épaisseur de peinture est donc également de $35\mu\text{m}$. Les résultats de la figure 3.84 correspondent à des zooms sur les zones transitoires du début de la chauffe et de l'overshoot lors du déclenchement de l'ébullition (carré rouge de la figure 3.83.b).

La fonction de Lambert est retrouvée pendant le régime de convection mais plus lors de l'ONB. Les résultats sont cohérents dans ce cas là. L'écart entre les deux températures est donc plus important lors d'un changement brusque de température. C'est à ce moment que la peinture a le plus d'effet, spécialement durant l'overshoot de température au déclenchement de l'ébullition (figure 3.84.b).

Les résultats obtenus dans SCANAIR sont bruités, cela vient du fait qu'il n'a pas été possible de descendre le pas de temps numérique en dessous de $dt_{min}=1\text{ms}$. Le code ne converge pas si les pas de temps sont plus faibles que dt_{min} et n'est pas stable pour des épaisseurs de peinture plus importantes que $40\mu\text{m}$. Une reprise de l'algorithme du calcul inverse pourrait être intéressante pour augmenter la précision de ces résultats et permettre d'obtenir des résultats de conduction inverse pour des tests en ébullition en film.

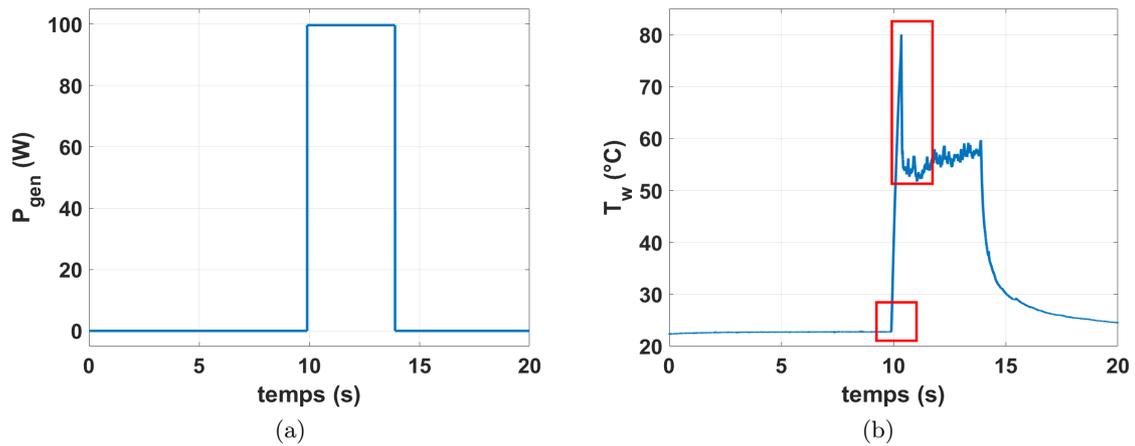


FIGURE 3.83 – Essai de déclenchement de l'ébullition typique

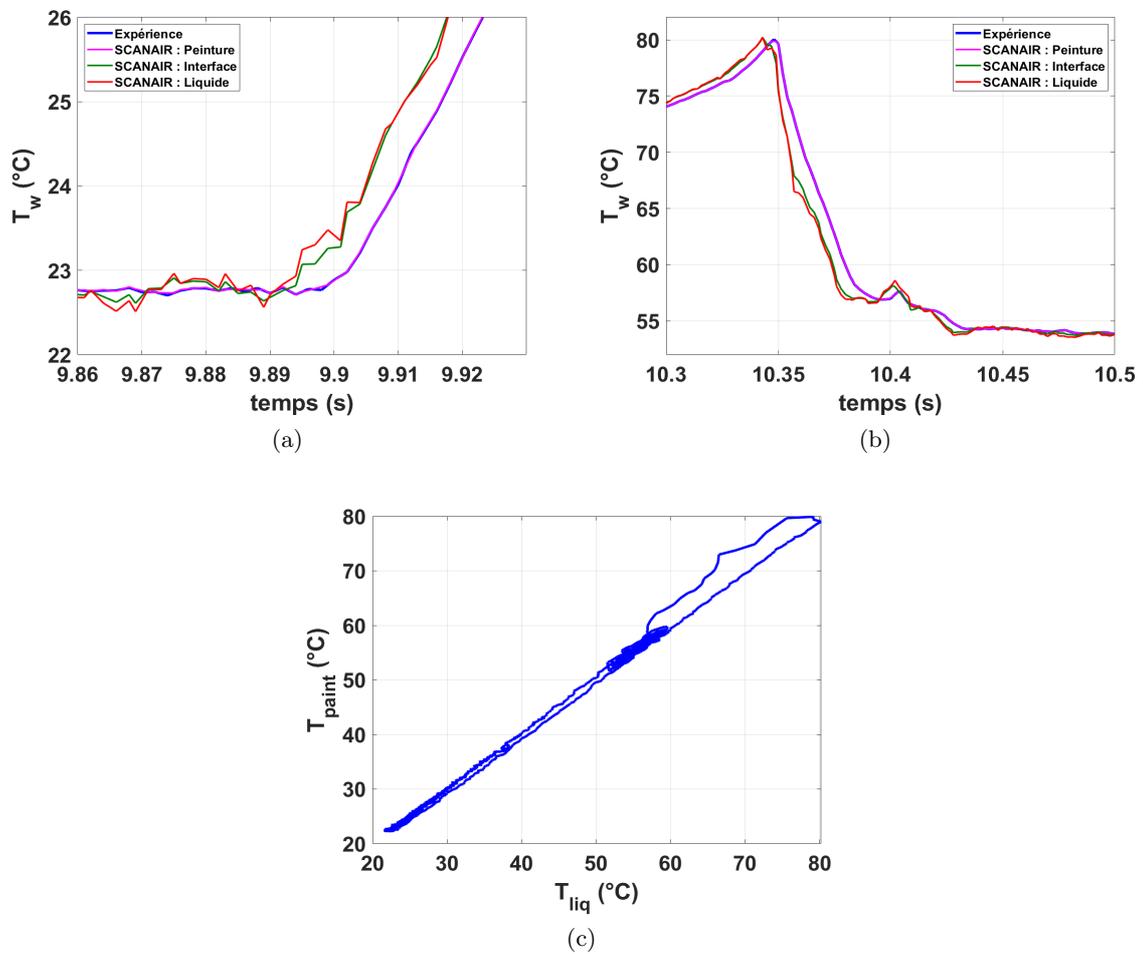


FIGURE 3.84 – Évolution de la température au début de la chauffe en a) et proche de l'overshoot de l'ONB en b) avec représentation de la température mesurée (T_{paint}) en fonction de la température de liquide en c).

3.6.1 Conclusion

Les débuts de l'utilisation du logiciel SCANAIR pour notre expérience modèle sont présentés dans cette section. Une comparaison entre un test avec une puissance exponentielle imposée permet de vérifier que notre expérience se rapproche des phénomènes rencontrés autour d'un crayon de combustible.

L'implémentation des caractéristiques physiques constituant notre système paroi-fluide dans le code permet de simuler les phénomènes d'ébullition selon les corrélations déterminées pour des transferts de chaleur.

Des calculs de conduction inverses ont été menés pour comparer et valider l'analyse faite dans la partie précédente sur l'impact de l'épaisseur de peinture sur les transferts de chaleur.

Cette étude permet de montrer que les modèles et corrélations déjà établis pour le régime de convection dans SCANAIR approchent correctement nos résultats expérimentaux en géométrie semi-annulaire.

Il a été vérifié qu'il n'y avait pas de gradient de température dans le clinquant et que la peinture impacte plus fortement les transferts thermiques lors de transitoires importants, au début de la chauffe et lors du déclenchement de l'ébullition. Des problèmes de convergence sont apparus lorsque le pas de temps numérique est trop faible. Cela engendre des perturbations sur les mesures car $dt_{num}=1ms$, ce qui est trop élevé pour étudier notre problème. L'étude de l'ébullition en film dans le code n'a pas pu être lancée suite à ce problème mais une analyse reste à faire pour pouvoir observer le passage de la crise d'ébullition avec des épaisseurs de peinture de $35\mu m$.

En ce qui concerne les calculs directs, ils n'ont pas pu être réalisés dans le cadre de cette étude, faute de temps. Néanmoins, les résultats déduits de l'analyse de nos essais pourraient être introduits dans SCANAIR. Chaque régime de l'ébullition a pu être approché avec des modèles déduit des expériences. Les différentes corrélations et équations mises en place précédemment peuvent être testées dans SCANAIR pour décrire les transferts pour chaque phase d'un des essais.

Conclusion et perspectives

Les transferts de chaleur en écoulement bouillant lors de pulses intenses de puissance ont un intérêt particulier pour l'estimation du risque associé à un accident de type RIA. L'objectif de cette thèse était principalement d'approfondir l'étude expérimentale de ces phénomènes, notamment pour le régime d'ébullition en film et d'en proposer une modélisation. Ce travail est une poursuite d'études (Visentini [99], Baudin [8]) ayant permis la conception et l'exploitation d'une installation expérimentale au sein du groupe INTERFACE.

Résultats importants

Dans un premier temps, l'installation a été améliorée pour pouvoir estimer l'impact d'un dépôt de peinture sur le bilan d'énergie, ce qui ajoute une incertitude sur les mesures de température. L'épaisseur de ce dépôt est optimisée pour garder une émissivité maximale de la paroi et avoir des mesures infrarouges précises. Approcher et étudier les régimes à hautes températures tel que l'ébullition en film nécessite d'améliorer le dispositif expérimental tout en ayant une facilité et une souplesse d'utilisation. Un système d'asservissement P.I.D. a alors été mis en place pour imposer un contrôle optimal de la puissance et de la température selon plusieurs types de signaux (créneau, rampes, exponentielles). La réalisation de la matrice d'essais et la mise en place de code de traitement d'image sur les caméras infrarouge et rapide ont permis d'avoir des résultats quantitatifs sur tous les régimes d'ébullition en couplant les résultats des deux caméras. À partir d'un important nombre d'essais (~ 500 tests) réalisés dans de nombreuses conditions expérimentales (type de contrôle, vitesse d'écoulement, température de sous-refroidissement), une nouvelle approche a été proposée pour l'étude de l'ébullition transitoire qui engendre des phénomènes locaux et des propagations de fronts de vapeur. L'étude des différentes phases de l'ébullition avec les nouvelles calibrations et synchronisations a amené au développement de nouveaux modèles.

Le régime de convection Le régime de convection stationnaire est modélisé par des corrélations usuelles. Tandis que les transferts de chaleur transitoires lors du régime de convection sont approchés par la solution quasi-stationnaire et sont comparés avec l'étude de Kawamura [54]. Avec l'optimisation du dépôt de peinture, un modèle exponentiel permet d'approcher le régime de convection et des temps caractéristiques sont déterminés en fonction du nombre de Reynolds.

Le déclenchement de l'ébullition Lorsque les conditions de l'essai mènent au déclenchement de l'ébullition, l'analyse des résultats a permis de mettre en évidence le mécanisme de propagation de ce régime sur la paroi. Il a été notamment montré que cette propagation est corrélée au développement et au déplacement d'une importante poche de vapeur sur la paroi qui entraîne une augmentation brusque de la température et donc une chute du flux de chaleur

localisée au niveau de cette poche de vapeur. Le champ de température de paroi n'est pas uniforme contrairement à des modélisations communément admises dans la communauté. Le déclenchement de l'ébullition se caractérise selon plusieurs phases et on voit l'apparition de nouveaux points caractéristiques : l'ONB (Onset of Nucleate Boiling) correspond au moment et à la position où la poche de vapeur se forme, l'ODB (Onset of Driven Boiling) correspond au moment où la surchauffe à la paroi commence à augmenter plus rapidement et qui correspond à une inflexion sur la courbe d'ébullition. La température de paroi va augmenter jusqu'à un point appelé OV (Overshoot) qui est largement supérieur à la température de saturation du liquide ($T_{sat}=35^{\circ}\text{C}$) et qui peut atteindre 80°C . La poche de vapeur va alors laisser place à la formation de petites bulles sur la paroi faisant diminuer la température de paroi avec de meilleurs échanges de chaleur entre la paroi et le liquide, c'est le régime FDNB (Fully Developed Nucleate Boiling) où la température se stabilise vers 50°C dans nos conditions expérimentales. L'apparition de ces points est largement dépendante de ces conditions, en particulier du taux de chauffe et du sous-refroidissement. Des méthodes d'analyse des données ont donc été mis en place afin de mettre en évidence et suivre les fronts d'apparition de vapeur sur la paroi (nucléation et propagation) et les fronts thermiques (maxima de température et/ou flux) engendrés par la formation de la poche de vapeur.

L'ébullition nucléée Une fois cette poche de vapeur passée, elle laisse place à l'ébullition nucléée développée (FDNB). Les échanges de chaleur sont estimés et sont conformes avec ceux de la littérature en conditions stationnaires et transitoires lorsque les surchauffes à la paroi ainsi que le flux de chaleur sont moyennés. Une analyse statistique de cette phase montre comment les statistiques de dispersion des mesures autour de la moyenne sont affectées par le mode de contrôle du chauffage ainsi que par des aspects plus ou moins transitoires.

Les images de la caméra rapide ont permis d'estimer des épaisseurs de vapeur le long de la paroi qui peuvent être corrélées au champ thermique de la caméra infrarouge. L'analyse statistique de ces épaisseurs locales instantanées permet notamment d'analyser la fréquence des zones affectées par la présence de bulles ainsi que les distributions en taille. Un modèle a été développé pour approcher l'épaisseur de bulles sur la paroi en fonction des conditions expérimentales (nombres de Reynolds, de Jakob et de Boiling). Enfin, une méthode originale permet de déterminer les vitesses de propagation axiale des épaisseurs les plus importantes (que l'on peut associer à des vitesses de bulles le long de la paroi).

L'évolution des transferts de chaleur lors de l'ébullition transitoire est comparée avec les résultats d'Auracher et Marquardt, les ordres de grandeur sont retrouvés et un modèle permet d'estimer les transferts thermiques pour des transitoires lents de température (pour des taux de chauffe inférieurs à $\sim 50^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$). Les échanges de chaleur sont très dépendants de la formation et de la propagation de la poche de vapeur qui se forme au déclenchement de l'ébullition. Or, pour des taux de chauffe plus importants, son développement est arrêté en plein milieu du test pour éviter d'atteindre des températures trop importantes et de casser la section d'essai. De nouveaux mécanismes se mettent alors en place et une étude plus approfondie est nécessaire pour caractériser précisément ces phénomènes.

Le passage vers l'ébullition en film L'expérience permet d'étudier le transfert de chaleur lorsqu'un film de vapeur se forme et isole la paroi. Une caractérisation des conditions de déclenchement de l'ébullition en film, la dynamique de sa propagation et les transferts une fois établis, sont finalement considérés. Des fortes fluctuations de température sont observables avec le contrôle en température mis en place avec le P.I.D. lors de ce régime. En effet on retrouve des fronts de propagation de vapeur sur la paroi qui forme un film et qui isole qu'une partie de

la paroi du liquide. Il y a donc deux régimes simultanément sur la paroi, une partie d'ébullition nucléée avec des températures de paroi de l'ordre de 90°C et une partie d'ébullition en film avec des températures de paroi qui peuvent atteindre 300°C , les gradients de températures sont donc très forts et perturbent le contrôle.

La distribution de température sur les images infrarouges a permis de mettre en évidence des zones sèches qui sont plus chaudes que le reste de la paroi et qui sont des précurseurs de l'ébullition en film.

On caractérise deux points caractéristiques qui mènent au régime d'ébullition en film, le flux critique (CHF) qui correspond à un maximum local sur la courbe d'ébullition, et le flux de chaleur minimum (MFB) qui correspond à un minimum local de flux. Le flux critique est estimé et est de l'ordre de $0.16\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour des températures de paroi de l'ordre de 90°C . Cependant le flux critique dépend fortement de l'état de surface de la paroi, il est donc différent pour chaque section d'essai utilisée. Le passage de ce point marque une brusque diminution des transferts de chaleur jusqu'à un flux minimum d'ordre 3 à 5 fois inférieur au flux critique pour des températures de l'ordre de 110°C .

L'ébullition en film Le flux minimum atteint, la température de paroi va grandement augmenter, ce qui indique le passage du film de vapeur. Il y a alors un régime de transition qui mène à l'ébullition en film stable. Ce régime suit un modèle exponentiel et un temps caractéristique sur la montée en température est obtenu.

Ensuite, la température lors de l'ébullition en film se stabilise, les échanges de chaleur sont alors très faibles dans les zones où le film de vapeur est présent. Un traitement d'image de la caméra infrarouge permet d'isoler cette zone et d'obtenir des premières estimations sur les transferts thermiques de cette phase.

Le remouillage Après plusieurs secondes de stabilisation, on diminue la température afin d'observer le remouillage de la paroi. À cause de l'écoulement turbulent ascendant, le film de vapeur a tendance à se propager vers le haut de la paroi, ce qui implique un remouillage non uniforme sur la paroi. Ce point est caractérisé par un flux maximum local comparable au flux critique lors de la montée en température. La température à ce flux de chaleur est cependant plus importante que lors de la montée et est proche de 120°C .

Les simulations numériques Enfin, une première comparaison entre les essais NSRR et PATRICIA et l'expérience modèle a montré des similitudes. L'ensemble de ces travaux, avec l'implémentation des données de l'expérience modèle et une première prise en main du logiciel SCANAIR, permet d'avoir une représentativité des phénomènes de l'ébullition transitoire.

Perspectives

Des perspectives sur de potentielles améliorations du dispositif expérimental et sur le futur général de l'étude de l'ébullition transitoire sont proposées :

La perspective présentée et développée dans la thèse n'a été étudiée que sur une partie de la matrice d'essai. La déployer sur l'ensemble de la matrice d'essai est donc nécessaire avant de prévoir d'éventuels essais supplémentaires. C'est notamment le cas de tous les essais où une puissance exponentielle a été imposée qui peuvent être comparés aux études de Sakurai

et coll. [85]-[82] ou de Su et coll. [92]-[93]. De nouvelles études peuvent être apportées avec les méthodes d'analyse présentées lors de ces travaux en mettant en avant notamment l'apparition de l'ébullition nucléée et en film sur la paroi.

Au vu des phénomènes locaux aperçus sur toute la paroi lors des différents tests, il serait intéressant d'utiliser une caméra infrarouge rapide avec une plus haute fréquence d'acquisition ainsi qu'un meilleur champ spatial avec plus de pixels pour déterminer correctement les points chauds au pied de bulle par exemple.

Une caméra de ce type a pu être testée durant la thèse, ce qui a permis la visualisation de quelques tests avec déclenchement de l'ébullition et la propagation de la poche de vapeur. La fréquence est de 4000Hz et avec champ spatial de 100×250 pixel² (sans écoulement à température ambiante). La figure 3.85 est une vidéo d'un de ces essais.

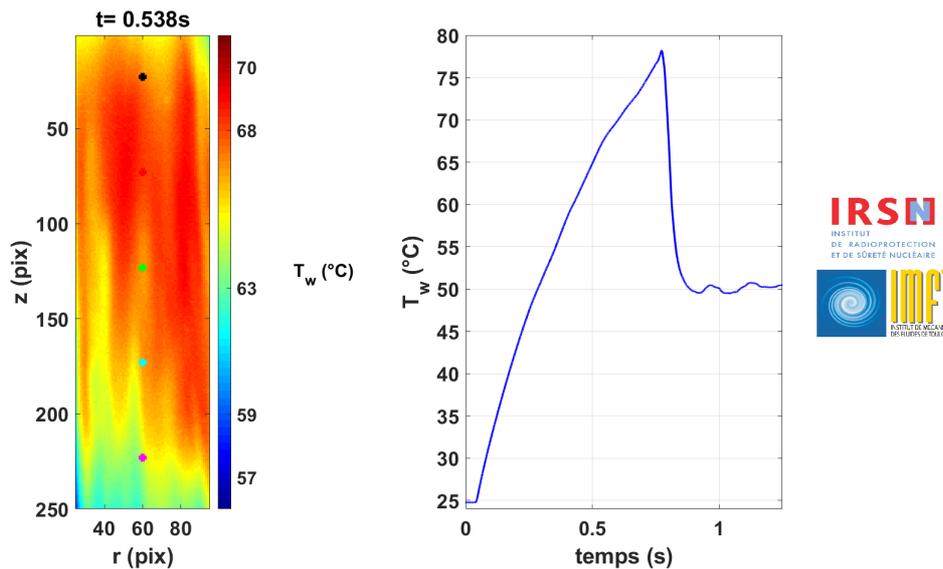


FIGURE 3.85 – Mesure du champ de température lors du déclenchement de l'ébullition par une caméra infrarouge rapide ($f=4000$ Hz, 100×250 pix²) : <https://www.youtube.com/watch?v=nGZFTM7Meko>

La caméra a été placée à la même distance qu'habituellement, ce qui donne une résolution spatiale dans ce cas 10 fois supérieure (100×250 pixels² au lieu de 20×120 pixels²). Cependant, seulement 9 tests ont pu être enregistrés pour obtenir des résultats qualitatifs. Une utilisation plus poussée apporterait alors davantage de résultats, notamment avec des visualisations qui font apparaître les mécanismes de l'ébullition les plus fins (pied de bulle, point chaud, interface entre un film de vapeur et le liquide...).

Il est maintenant admis que la crise d'ébullition avec le passage au flux critique dépend fortement des interactions et des propriétés physiques du fluide et de la paroi. La mouillabilité, la pression et l'état de surface jouent donc un rôle important sur les échanges de chaleur. Étudier l'impact de ces paramètres pourrait permettre d'améliorer la compréhension sur l'ébullition.

Changer le fluide (ou le matériau de la paroi) permettrait de modifier la mouillabilité. Utiliser un fluide moins mouillant que le HFE7000 sur de l'acier inoxydable serait intéressant à étudier pour pouvoir comparer l'apparition de l'ébullition nucléée et l'ébullition en film.

La pression dans la section d'essai n'est qu'une mesure de l'expérience et peut changer entre chaque campagne d'essai (entre 1 et 1.3bars), avoir un meilleur contrôle sur ce paramètre

(voire augmenter la pression en modifiant le montage de la section d'essai pour sa tenue) serait intéressant afin d'avoir une idée précise de son rôle sur l'ébullition transitoire. Étant donné que l'expérience n'est pas en similitude, il y a une problématique de transposition des résultats obtenus à la configuration réacteur. Connaître l'impact de la pression reste donc important pour pouvoir éventuellement extrapoler par la suite aux pressions très importantes.

Polir ou rayer la paroi pour modifier la taille des cavités permettrait de comprendre l'apparition de la crise d'ébullition sur des crayons de combustible où la surface peut s'oxyder à cause d'un vieillissement de la structure.

Au vu du temps pris et de la difficulté à mettre en place le système d'asservissement pour pouvoir contrôler la température lors de l'ébullition en film, tous les paramètres n'ont pu être changés. Prendre en compte différents sous-refroidissements, vitesses d'écoulement, vitesses de chauffe avant la crise d'ébullition affinerait l'analyse sur cette partie.

L'analyse de tous les résultats qui ont pu être capitalisés doit permettre l'interprétation sous un nouveau jour des essais NSRR et PATRICIA. Une reprise est donc nécessaire pour comprendre les enjeux de cette analyse et pouvoir mener une étude comparative. En parallèle, le développement dans le logiciel SCANAIR doit continuer notamment avec la mise en place de calcul direct avec des coefficients d'échanges expérimentaux imposés. La température de paroi obtenue comparée à nos expériences permettrait de mettre en évidence les difficultés qu'ont les corrélations à estimer le flux de chaleur dans certains cas, pour à terme, apporter des améliorations au logiciel. Le problème de transposition de nos résultats au cas RIA est toujours délicat à analyser du fait d'un fluide utilisé très différent à l'eau, des sous-refroidissements et des écoulements imposés, de l'état de surface et du vieillissement de la paroi et des conditions thermohydrauliques éloignées. Le logiciel SCANAIR servira donc dans un premier temps à simuler nos expériences pour essayer d'y retrouver les transferts thermiques des différents régimes d'ébullition. Une fois cette étude bien comprise, une transposition pourra devenir envisageable pour l'amélioration des corrélations utilisées dans le logiciel.

Comme le montrent les résultats obtenus lors de la thèse, l'étude de l'ébullition transitoire est complexe et dépend de beaucoup de paramètres. De nombreux chemins d'études sont encore envisageables pour ce dispositif expérimental.

Annexe A : Étude sur le HFE7000

Dans notre expérience, le fluide utilisé est le 1-methoxyheptafluoropropane ($C_3F_7OCH_3$), aussi appelé HFE7000 de la famille des HydroFluoroEthers. Ce réfrigérant à la particularité d'avoir une température de saturation assez faible de $35^\circ C$ à condition atmosphérique, ce qui permet de faire bouillir le fluide et de créer des transitoires avec des puissances imposées raisonnables (de l'ordre du kW). Ce fluide est fourni par 3M avec une pureté de 99.5%. La masse molaire est de $200g.mol^{-1}$ et les propriétés au point critique sont déterminées par [38] :

$$T_c = 437.1K \pm 0.03K \quad (3.22)$$

$$P_c = 24.83bar \pm 0.02bar \quad (3.23)$$

$$\rho_c = 553kg.m^{-3} \pm 0.1kg.m^{-3} \quad (3.24)$$

Cette annexe compare plusieurs études qui recensent les propriétés de ce réfrigérant et permet de développer des corrélations pour chaque propriétés thermodynamique nécessaire à la caractérisation du fluide. Les différentes tables sont apportés par : le fabricant [4], par le diagramme de pression-enthalpie du HFE7000 ([79], Figure 3.86), par les travaux de Kannengieser [52], de Barsi [7], de Rausch [78] et enfin par le logiciel "ethermo" qui référence les propriétés de nombreux fluides dont le HFE7000 [31, 105, 48, 88, 95, 74, 25] lorsque les données sont disponibles.

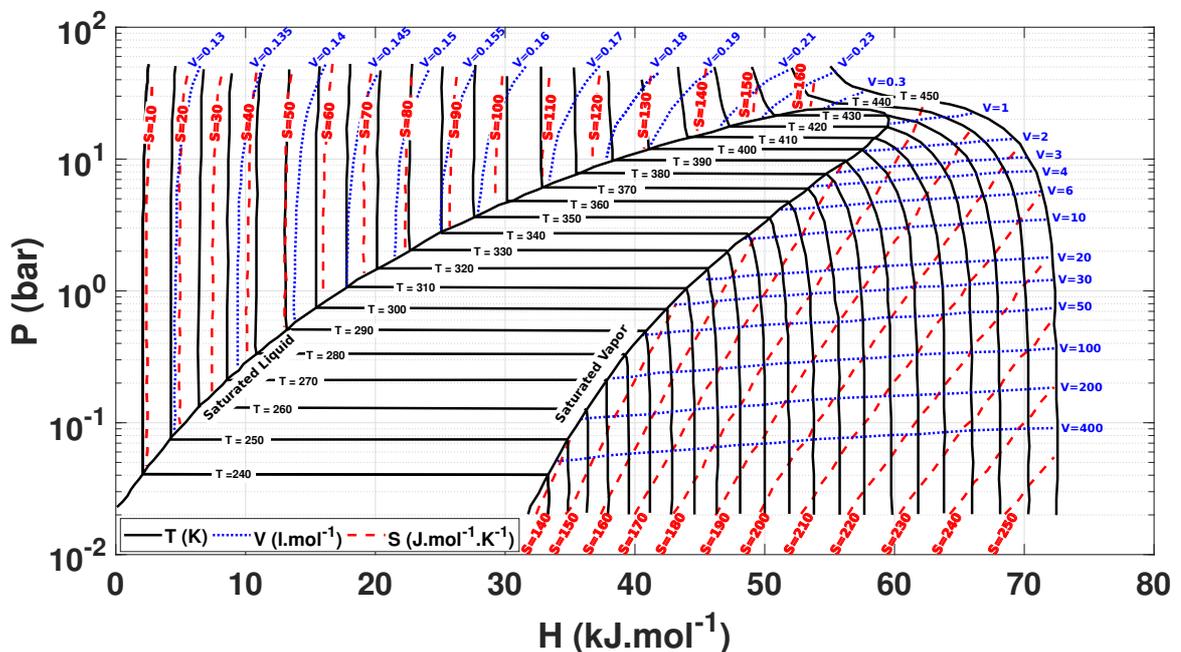


FIGURE 3.86 – Diagramme d'enthalpie du HFE7000.

Kannengieser se base sur les travaux de Takada et coll. [95] et de Widiatmo & Watanabe [102].

Barsi utilise dans ces travaux le HFE-7000. Il a regroupé plusieurs corrélations sur les propriétés thermiques du fluide et utilise les travaux de Geller [38] pour ses résultats.

Rausch et coll. ont déterminé expérimentalement la masse volumique, la tension de surface et la viscosité cinématique de plusieurs réfrigérants dont le HFE7000.

Le diagramme de pression-enthalpie de la figure 3.86 est utilisé dans la thèse de Reid [79]. Les lignes de températures constantes, le volume spécifique et l'entropie sont également représentés.

Ethermo utilise les résultats provenant de plusieurs sources [31, 105, 48, 88, 95, 74, 25].

Courbe de saturation T(P)

La courbe de saturation du HFE7000 représente la température de saturation en fonction de la pression (figure 3.87).

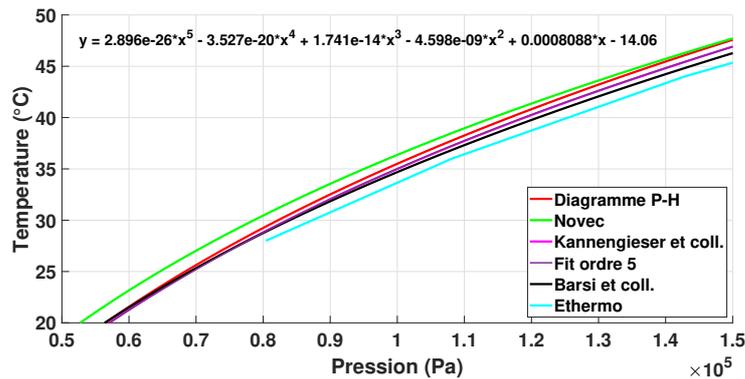


FIGURE 3.87 – Courbe de saturation du HFE7000.

On note qu'à 1bar, nous avons une température de saturation qui va de $34.7^{\circ}C$ au minimum à $36.4^{\circ}C$ au maximum. Ce sont les données Novec qui s'éloignent le plus des autres courbes. Nous avons donc une température de saturation que l'on peut estimer à $35^{\circ}C \pm 0.5^{\circ}C$ à 1 bar.

Une bonne approximation de la courbe de saturation s'écrit :

$T(^{\circ}C) = 2.896 \cdot 10^{-26} \cdot P^5 - 3.527 \cdot 10^{-20} \cdot P^4 + 1.741 \cdot 10^{-14} \cdot P^3 - 4.598 \cdot 10^{-9} \cdot P^2 + 8.088 \cdot 10^{-4} \cdot P - 14.06$ avec P en Pa.

Masse volumique du liquide

La figure 3.88 représente la masse volumique du liquide selon la température.

Les données de Barsi et Kannengeiser sont similaires mais il existe un écart de 1% avec les résultats plus récents de Raush et coll. Ainsi pour une température de $40^{\circ}C$, la masse volumique est comprise entre 1360 et 1375 $kg \cdot m^{-3}$.

Une bonne approximation de la masse volumique du liquide en fonction de la température s'écrit :

$\rho_l = -0.005811 \cdot T^2 - 2.486 \cdot T + 1470$ avec T en $^{\circ}C$.

Masse volumique de la vapeur

La figure 3.89 représente la masse volumique de la vapeur selon la température à saturation.

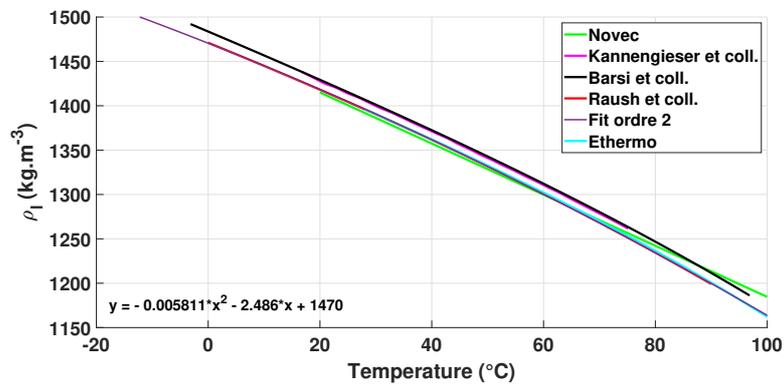


FIGURE 3.88 – Masse volumique du HFE7000 phase liquide en fonction de la température.

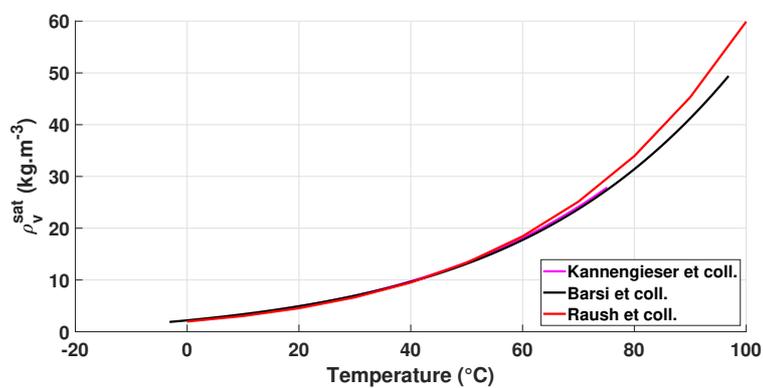


FIGURE 3.89 – Masse volumique du HFE7000 à saturation pour la phase vapeur en fonction de la température.

Les données de la littérature ont des résultats similaires pour la détermination de la masse volumique de la vapeur proche à la saturation. On compare maintenant ces données avec le modèle des gaz parfait, c'est-à-dire :

$$\rho_{v,sat} = \frac{P.M_{HFE7000}}{R.T_{sat}(P)} \quad (3.25)$$

où P est en Pa, la masse molaire $M_{HFE7000} = 200e-3 \text{ kg.mol}^{-1}$ et R la constante des gaz parfait = $8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et où $T_{sat}(P)$ est donné par la loi du diagramme d'enthalpie (Figure 3.90).

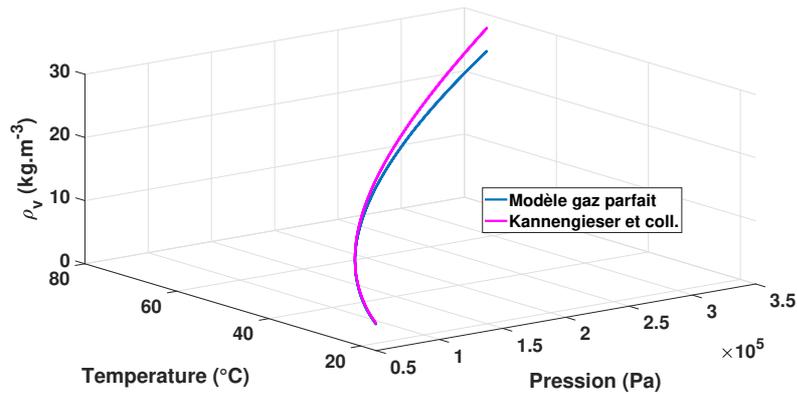


FIGURE 3.90 – Masse volumique du HFE7000 phase vapeur en fonction de la température et de la pression à saturation.

L'erreur reste faible si on reste proche de 1 bar, c'est donc ce modèle qui est retenu. Ceci permet d'extrapoler la variation de ρ_{vap} en fonction de P et T en dehors du seul cas de la saturation.

Capacité calorifique du liquide

La figure 3.91 représente la capacité calorifique du liquide selon la température à 1bar.

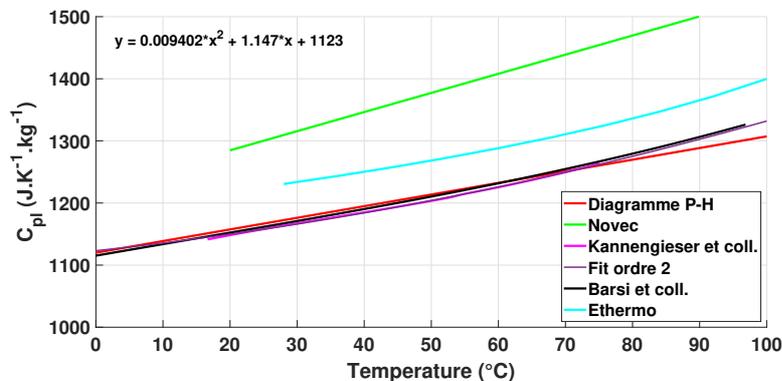


FIGURE 3.91 – Capacité calorifique du HFE7000 phase liquide en fonction de la température.

En connaissant l'enthalpie molaire en fonction de la température et la masse molaire du fluide, il est possible de déduire du diagramme d'enthalpie la capacité calorifique du HFE7000 pour une pression donnée.

$$C_{pl} = \frac{1}{M} \cdot \frac{\partial H}{\partial T_p} \quad (3.26)$$

avec C_{pl} la capacité calorifique en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$, M la masse molaire, H l'enthalpie molaire et T la température.

Une différence importante est observée ici. Nous avons d'un côté les données de Kannengieser et la capacité calorifique déduite du diagramme d'enthalpie qui sont très similaires et d'un autre côté les données du fabricant et de Ethermo. Il y a un écart d'environ 12%. Ainsi pour une température de 35°C , la capacité calorifique est comprise entre 1150 et $1350 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Seules les données de Kannengieser sont retenues pour donner une approximation de la capacité calorifique du liquide en fonction de la température :

$$C_{pl} = 9.402 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + 1.147 \cdot T + 1123 \text{ pour } T \in [-20, 35]^\circ\text{C}$$

Capacité calorifique de la vapeur

La figure 3.92 représente la capacité calorifique de la vapeur selon la température à pression constante de 1 bar.

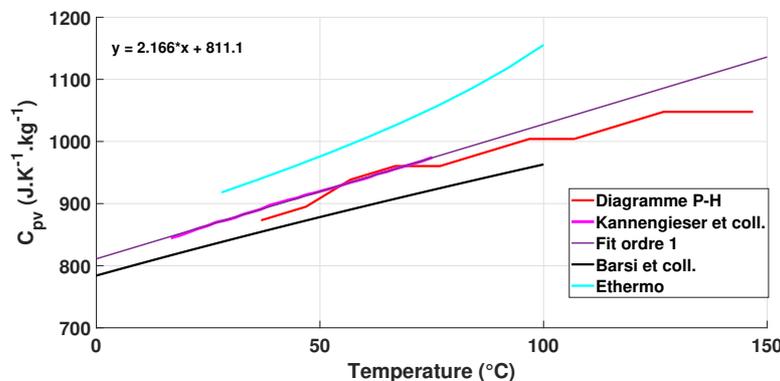


FIGURE 3.92 – Capacité calorifique du HFE7000 phase vapeur en fonction de la température.

On retrouve les mêmes écarts que pour le C_p liquide, en première approximation la capacité calorifique du liquide est égale à $C_{pv} = 2.166 \cdot T + 811.1$ pour $T \in [35, 120]^\circ\text{C}$.

Viscosité du liquide

La figure 3.93 représente la viscosité du liquide selon la température.

Pour la viscosité du HFE7000, il n'y a pas de tendance réelle dans la littérature. Ainsi pour une température de 40°C , la viscosité est comprise entre $2.58 \cdot 10^{-7}$ et $2.72 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, ce qui correspond à un écart de 5%.

Une approximation de cette propriété déterminée par Raush et coll. s'écrit :

$$\nu_l = 114.05 \cdot 10^{-6} \cdot e^{(-1789.54 \cdot (T+273.15)^{-1} - 0.010228 \cdot (T+273.15) + 279155 \cdot (T+273.15)^{-2})}$$

avec T en $^\circ\text{C}$.

Viscosité de la vapeur

La figure 3.94 représente la viscosité de la vapeur selon la température.

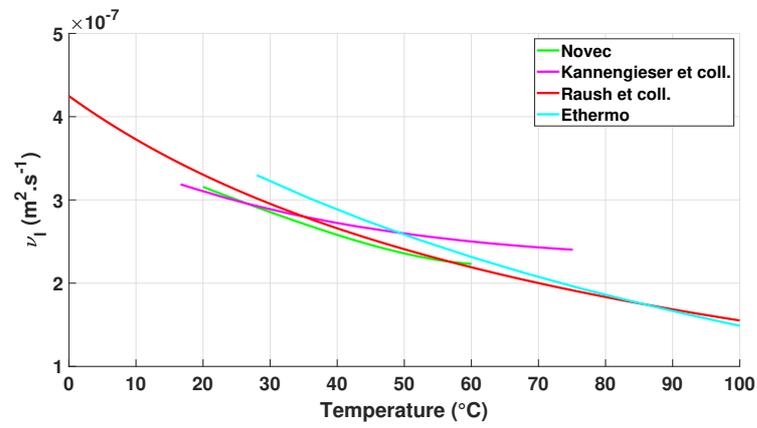


FIGURE 3.93 – Viscosité du HFE7000 phase liquide en fonction de la température.

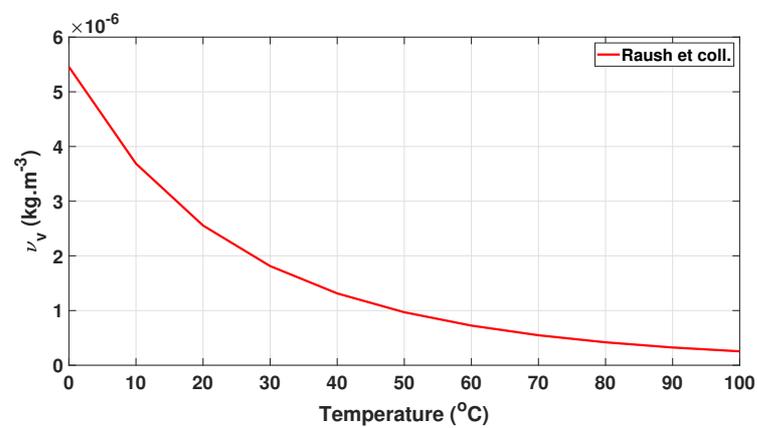


FIGURE 3.94 – Viscosité du HFE7000 phase vapeur en fonction de la température.

En ce qui concerne la viscosité de la vapeur du HFE7000, seul Raush et coll. ont mesuré cette propriété et proposé une fonction d'ordre 4 pour la représenter.

$$\nu_v = 1.16.10^{-13}.T^4 - 3.31.10^{-11}.T^3 + 3.7.10^{-9}.T^2 - 2.06.10^{-7}.T + 5.44.10^{-6}$$

avec T en °C.

Conductivité thermique liquide

La figure 3.95 représente la conductivité thermique de la phase liquide selon la température.

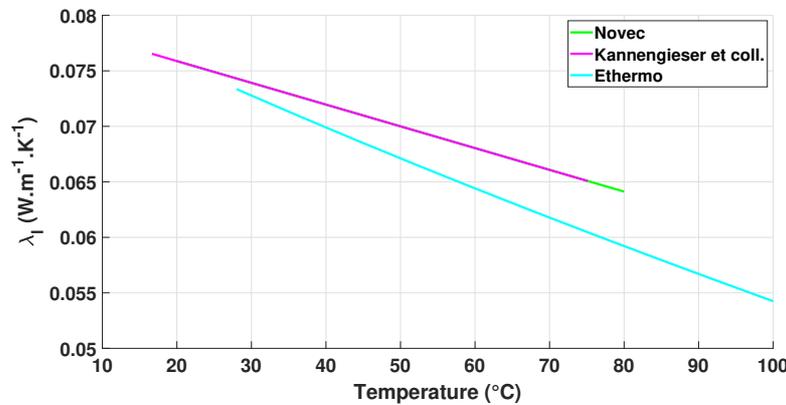


FIGURE 3.95 – Conductivité thermique du HFE7000 phase liquide en fonction de la température.

Une différence importante se retrouve encore une fois entre les données ethermo et les autres données. On ne choisit de prendre que les données fabricant pour approcher la conductivité thermique du liquide :

$$\lambda_l = 0.0798 - 0.000196.T \text{ avec } T \text{ en } ^\circ\text{C}.$$

Conductivité thermique de la vapeur

La conductivité thermique de la vapeur est prise constante en fonction de la température et égale à $\lambda_v = 0.0129 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ d'après [52] et [7].

Chaleur latente de vaporisation

La figure 3.96 représente la chaleur latente de vaporisation selon la température.

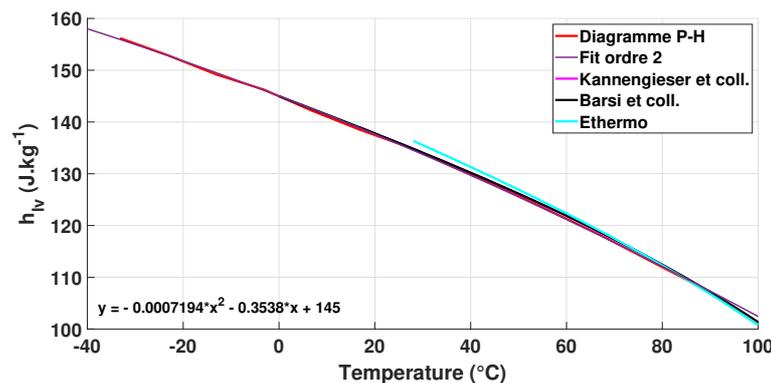


FIGURE 3.96 – Chaleur latente de vaporisation du HFE7000 en fonction de la température.

Il existe un léger écart entre les données du fabricant et les autres. Ceci vient du fait que nous sommes hors-gamme de mesure à partir de 60°C . Sinon, cet écart reste très faible à environ 0.5% entre les différentes données. Ainsi pour une température de 40°C , la chaleur latente de vaporisation est comprise entre 129 et 130 kJ.kg^{-1} .

Une bonne approximation de la chaleur latente de vaporisation en fonction de la température s'écrit :

$$h_{lv} = -7.194 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 0.3538 \cdot T + 145 \text{ avec } T \text{ en } ^{\circ}\text{C}.$$

Tension superficielle

La figure 3.97 représente la tension superficielle selon la température.

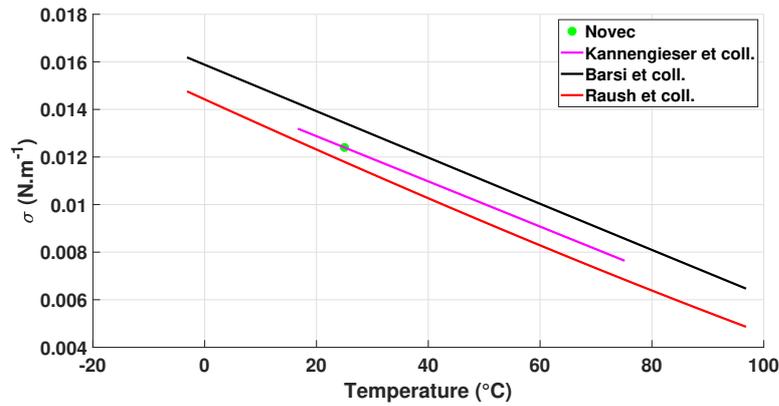


FIGURE 3.97 – Tension superficielle du HFE7000 en fonction de la température.

Une différence se retrouve encore une fois ici avec une erreur d'environ 15% entre Barsi et coll. et Raush et coll. Ainsi pour une température de 40°C , la tension superficielle est comprise entre 0.01 et 0.012 N.m^{-1} .

Annexe B : Publication

Transient flow boiling in a semi-annular duct: from the Onset of Nucleate Boiling to the Fully Developed Nucleate Boiling

V. Scheiff^{1,2,*}, N. Baudin^{1,2}, P. Ruyer¹, J. Sebilliau², C. Colin²,

Abstract

This paper presents an investigation of the transient Onset of Nucleate Boiling (ONB) on a vertical heated surface cooled by an upward flow. The heating rates studied (up to 500 K.s^{-1}) and the duct geometry used (semi-annulus with a heated inner wall) make this study rather similar to what happens around nuclear rods during a Reactivity Initiated Accident (RIA) in a Pressurised Water Reactor (PWR). For technical issues, the fluid used is the coolant HFE7000 (3M), with Reynolds numbers from 14,000 to 50,000 and subcooling Jakob numbers from 8 to 33. Synchronised infra-red (IR) thermal measurements and high-speed camera visualisations provided new data which helped to develop models to characterise the ONB and the transition to the Fully Developed Nucleate Boiling regime (FDNB).

This very finely characterized local behaviour provides an original insight for the onset of nucleate boiling in such subcooled convective configuration. It is shown that boiling initiates by nucleation at a few specific sites and then propagates in the wake of a large vapor pocket flowing along the wall. Analysis of wall to fluid heat transfer evidences a short heat transfer degradation phase below the first vapor pocket, followed by a very efficient cooling in its wake. The wall to fluid heat transfer during this transition toward fully developed nucleate boiling appears uncorrelated to the power dissipated within the heating element or to flow conditions.

*First corresponding author, valentin.scheiff@gmail.com

¹Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), PSN-RES/SEMIA/LIMAR, BP3, St Paul-Lez-Durance, 13115, France

²Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Université de Toulouse, CNRS, Allée Camille Soula, Toulouse, 31400, France

Keywords: Onset of Nucleate Boiling, Transient heating, Semi-annulus, Forced convection, Spatio-temporal analysis, Fully Developed Nucleate Boiling

Nomenclature

Greek symbols

α	Thermal diffusivity, $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
δ_t	Thermal boundary layer thickness (m)
λ	Thermal conductivity ($\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
λ_c	Critical size, (m)
μ	Dynamic viscosity, (Pa.s)
ν	Kinematic viscosity ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
ϕ	Heat flux ($\text{W}.\text{m}^{-2}$)
ρ	Density ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)
σ	Surface tension ($\text{N}.\text{m}^{-1}$)
τ	Characteristic time (s)

Latin symbols

\bar{U}	Mean velocity $\bar{U} = Q/S$, ($\text{m}.\text{s}^{-1}$)
\mathcal{I}	Current (A)
\mathcal{P}	Generated power, $\mathcal{P} = \mathcal{U}\mathcal{I}$, (W)
\mathcal{U}	Voltage (V)
Bi	Biot number, $Bi = \frac{h e_w}{\lambda_w}$
C_p	Specific heat capacity ($\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
D_h	Hydraulic diameter (m)

e	Thickness (m)
h	Heat transfer coefficient, $h = \frac{\phi_w}{T_w - T_l}$, (W.m ⁻² .K ⁻¹)
h_{lv}	Latent heat of vaporisation (J.kg ⁻¹)
Ja	Jacob number $Ja = \frac{\rho_l C_{p,l} \Delta T}{\rho_v h_{lv}}$
L	Foil length (m)
l	Foil width (m)
M_{th}	Thermal mass (J.K ⁻¹ .m ⁻²)
Nu	Nusselt number, $Nu = \frac{\phi_w D_h}{\lambda_w (T_w - T_l)}$
Q	Flowrate (m ³ .s ⁻¹)
r_c	Nucleation cavity size (m)
r_e	Bubble radius (m)
Re	Reynolds number, $Re = \frac{\rho_l \bar{U} D_h}{\mu_l}$
S	Surface section (m ²)
T	Temperature (K)
t	Time (s)
t_c	Characteristic time to establish stationary convection (s)

Subscripts

exp	Experimental
$FDNB$	Fully Developed Nucleate Boiling
gen	Generated by Joule effect
l	Liquid
OBD	Onset of Boiling Driven

ONB Onset of Nucleate Boiling

p Paint

sat Saturation

simul Simulated

stat Stationary

th Theoretical

v Vapour

w Wall

1. Introduction

The core of a Pressurised Water Reactor (PWR) contains thousands of cylindrical fuel rods immersed in high pressure water that acts as coolant and moderator fluid. These fuel rods are separated by control rods that regulate the nuclear reaction. The accidental ejection of one of these control rods could lead to a local and sudden reactivity increase, namely a reactivity initiated accident (RIA), resulting in a large increase of the fuel rod temperature. While the rod temperature increases at a rather large heating rate (hundred of K/s), the heat transfer from its clad to the surrounding fluid is first characterized by convective heat transfer, and then boiling heat transfer. There is still a lack of knowledge for the rod's clad to coolant heat transfer in those transient conditions. The present study takes part of the research program defined by IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) on this topic.

Transient boiling has been studied since the 1950's and most of these investigations were performed in pool boiling condition using ribbon [1], wire [2, 3, 4] or plate [5, 6, 7] heaters. Visentini *et al.* [8] studied transient pool boiling in semi-annular geometry that is closer to the typical geometry encountered in a PWR. These studies point out that the boiling incipience, corresponding to the apparition of the first vapor bubble and generally denoted as onset of nucleate boiling (ONB), occurs with a wall superheat ($T_w - T_{sat}$) that increases with the heating rate and the subcooling. Sakurai *et al.* [2], Johnson [9], Su *et al.* [7] used a modified Hsu's criterion to predict the superheat at ONB with a good agreement with their experiments. These studies also report different boiling regimes during the transition from the ONB to the fully developed nucleate boiling regime (FDNB) or to the film boiling regime. In particular, and depending on the experimental condition, a temperature overshoot (OV), i.e. a temperature larger than the FDNB temperature, can be observed during this transition. The case of transient boiling with forced convection has also been studied on ribbon [9], wire [10] and plate [11] heaters. Johnson [9] pointed out an increase of the ONB superheat with the heating rate as observed for pool boiling. Su *et al.* [11] did not report measurement of the ONB superheat because of the difficulty of detecting small bubbles under large subcooling. They proposed characterizing the onset of driven boiling regime (OBD) that corresponds to the beginning of vigorous boiling which is associated with the inflection of the boiling curve from the single phase heat transfer. The OBD superheats increases with the

heating rate and the subcooling (similarly to ONB). In all these studies, two different type of boiling curves (with or without temperature overshoot) are reported.

Although there were several studies about the transient boiling, especially in pool boiling, not all the physical mechanisms are understood. Moreover, except for Visentini *et al.* study in pool boiling, none of the previous studies were made in a geometry similar to the one found in a nuclear core. The latter is idealized as a flow in an annular cross section with equivalent hydraulic diameter of the typical sub-channel defined between neighboring rods (in yellow in fig.1). To conduct experiments in a simple geometry but similar to this sub-channel, an experimental set-up was designed by Visentini *et al.* [12]. To measure the wall temperature with a high temporal and spatial resolution, the infra-red thermography was used and so an optical access to the wall was needed. Therefore a half-annular cross section with the heated inner half cylinder has been preferred to the annular one.

The objective of this work is to understand and to model the incipience of the nucleate boiling in an upward semi-annular flow with an inner wall heated at different heating rates. This was done for different Reynolds numbers and sub-cooling in the continuity of the studies initiated by Visentini *et al.*

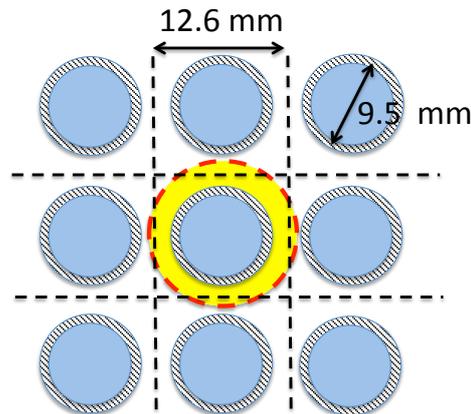


Figure 1: Scheme of fuel rods and sub-channel

2. Experimental set-up and measurements techniques

In this section, we introduce the main features of the facility. More details can be found in [12]. The test section has a semi-annular shape. The inner half cylinder consists of a 50 μm thick stainless steel foil heated by Joule effect. Its diameter is 8.4 mm and its length 200 mm. The outer part consists of a 34 mm internal diameter glass half cylinder (fig. 2). The semi-annular section is filled with a coolant 1-methoxyheptafluoropropane ($\text{C}_3\text{F}_7\text{OCH}_3$), which will be referred as HFE7000 (3M). This fluid has been chosen because of its low saturation temperature (35°C at atmospheric pressure), its low latent heat of vaporisation (ten times smaller than the water one), and the smaller critical heat flux value compared to water. These characteristics have been chosen to perform highly transient boiling experiments with a lower power than required for water. The main physical properties of HFE7000 at saturation temperature and atmospheric pressure are given in the table 1, where ρ , C_p , λ and ν are the density, heat capacity, thermal conductivity and kinematic viscosity, respectively. h_{lv} is the latent heat of vaporisation and σ the surface tension of the fluid.

Table 1: HFE7000 properties at saturation temperature and at atmospheric pressure

ρ_l (kg.m^{-3})	$C_{p,l}$ ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	λ_l ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	ν_l ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
1376	1185	0.073	$2.8 \cdot 10^{-7}$
ρ_v (kg.m^{-3})	h_{lv} (kJ.kg^{-1})	σ (N.m^{-1})	
7.9	132	11.45×10^{-3}	

The metal half-cylinder is glued to two lateral quartz glass plates (thickness: 3 mm, width: 42 mm, length: 200 mm). The plates, together with the foil, are placed in an aluminium cell. In this cell, a visualization box filled with HFE7000 is used to reduce optical distortions (fig. 2).

The experiments are carried out in flow boiling conditions by inserting the test cell in a two-phase flow loop consisting of a gear pump, a Coriolis flow meter, a pre-heater, a 1 m long channel upstream the test section to establish the flow and a condenser. The inlet temperature and pressure of the test section are measured by a thermocouple and an absolute pressure transducer. The flow-rates investigated vary from 0.1 to 0.3 l.s^{-1} , and correspond to Reynolds numbers from 14,000 to 52,000. The velocity profiles in the test section in single-phase flow have been measured by PIV in the mid-plane and

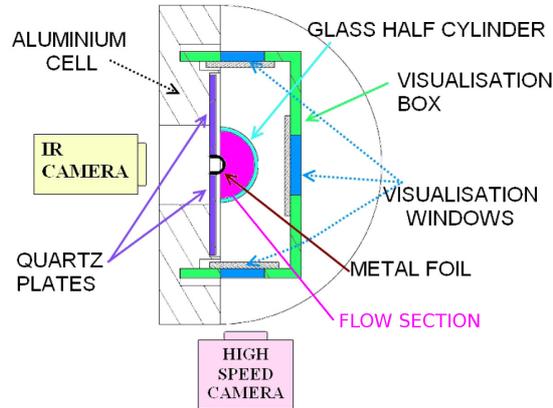


Figure 2: Schema of the test section, Visentini *et al.* [12]

characterized in the whole test section by numerical simulations by Baudin *et al.* [13]. The inlet fluid temperature is controlled by a chiller TERMOTEK P805, and the subcooling investigated vary from 5 to 20 K. So the subcooling dimensionless Jakob number, defined as $Ja_{sub} = \frac{\rho_l C_{pl}(T_{sat} - T_l)}{\rho_v h_{lv}}$, is between 8 and 33.

The electrical power is provided by a power supply SORENSEN SGA. It covers the 0-40 V voltage range and the 0-250 A current range. The power supply is driven by an arbitrary generator to impose power steps of different powers and durations. The power supply can provide a current increase up to $45 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$. A voltmeter and an ammeter measure the voltage \mathcal{U} and current \mathcal{I} to calculate the generated power in the metal foil $\mathcal{P} = \mathcal{U}\mathcal{I}$.

2.1. Wall temperature measurements

Measurements are performed with an infra-red camera looking at the foil from backward (see fig. 2). A CEDIP JADE III camera with a sensitivity range between 3.5 and $5.1 \mu\text{m}$ is used. It has a focal plane array detector of $240 \times 320 \text{ px}^2$ cooled by a Stirling MCT. For this study, the acquisition frequency is 150 fps and the height of the metal foil investigated is about 7 cm. The infra-red camera is calibrated thanks to a DCN 1000 N4 black body. The uncertainties on the measurement temperature of the black surface depend on the temperature range of calibration. For a low temperature range calibration (20°C to 100°C), the uncertainty is about $\pm 0.6^\circ\text{C}$ at 20°C and $\pm 0.1^\circ\text{C}$ at 100°C . For a high temperature range calibration (20°C to 550°C), the uncertainty is about $\pm 3^\circ\text{C}$ at 20°C but only $\pm 0.3^\circ\text{C}$ at 150°C . These

uncertainties take into account the non uniformity of the black body temperature surface and the noise on the camera sensor. The temperature and the heat flux measurements are made on the area between 5 and 15 cm from the bottom of the heated foil ($\approx 3 - 8D_h$), each temperature measurement is averaged on $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

The thermal gradient across the foil thickness is expected to be negligible, since the Biot number Bi characterizing the thermal resistance of the foil by comparison to the thermal resistance of the flow is very small. For a high heat transfer coefficient, characteristic of transient boiling, $h= 6000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, the Biot number is equal to $Bi_w = h e_w/\lambda_w= 0.02$, $e_w = 50 \text{ }\mu\text{m}$ being the foil thickness. The foil properties at ambient temperature are given in table 2. Due to the small value of Bi_w the foil temperature will be considered constant in the thickness. Moreover, the diffusion time across the foil thickness $\tau_{diff,w} = e_w^2/\alpha_w= 0.6 \text{ ms}$, is actually small enough to assume that there is no time lag between the thermal evolution of both sides of the metal foil.

Table 2: Foil properties at 20°C (stainless steel AISI 304)

ρ_w (kg.m^{-3})	$C_{p,w}$ ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	λ_w ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	e_w (μm)
7930	500	16.18	50

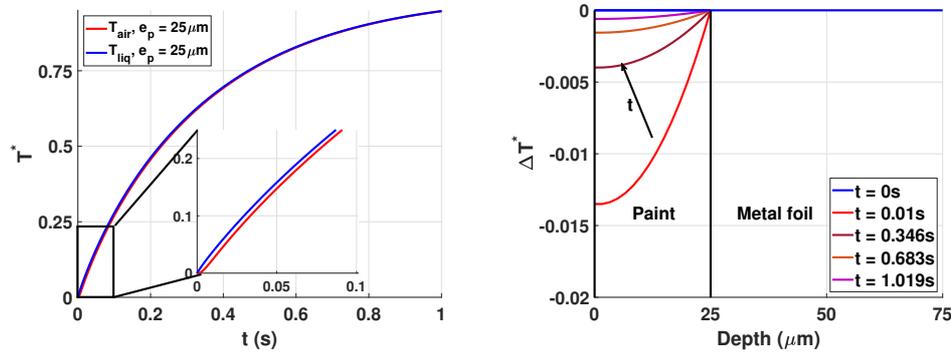
To obtain sufficiently precise temperature measurements, the backside of the metal foil is covered with a layer ($\approx 25 \text{ }\mu\text{m}$ thickness) of black paint with large emissivity (0.94). The black paint used is a Belton Spectral RAL 9005 MAT BLACK paint, which thermal properties were measured by the company NeoTIM (Albi, France), and are given in table 3. For a heat transfer coefficient of $h= 6000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, the Biot number of the paint layer is $Bi_p \approx 1.2$ (for a paint thickness of $25 \text{ }\mu\text{m}$), which means that a small temperature gradient can exist between the surface of the paint (IR camera side) and the metal foil. The diffusion time across the paint thickness is about $\tau_{diff,p} \approx 0.01\text{s}$ so some time lag can be expected.

In a previous study [14], 2D transient heat conduction in the metal foil (without the black paint layer) performed with COMSOL Multiphysics have shown that the conduction in the lateral direction remains very small. Thus a 1D transient conduction model inside the metal foil and the paint is used to characterize the effect of the paint on the thermal measurement (temperature gradient and time delay). Figure 3 shows the result of this model

Table 3: Paint properties at 20°C

ρ_p (kg.m ⁻³)	$C_{p,p}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	λ_p (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	ϵ_{paint}
1200	1480	0.13	0.94

for a paint thickness of 25 μm and a steady heat transfer coefficient of 1000 $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. As one can see the temperature gradient in the paint is small and becomes quickly negligible: except for strong temperature variations ($\frac{dT/dt}{d^2T/dt^2} \ll \tau_{diff}$), the temperature evolution on the paint side corresponds to the evolution on the liquid side with a lag time of about 0.05 s.



(a) Reduced temperature variation, (b) Non dimensional temperature profile $T^* = \frac{T_p - T_l}{T_{p,stat} - T_l}$, on both sides of the wall across metal and paint $\Delta T^* = T^*(x=0) - T^*(x=e_p)$

Figure 3: Impact of paint thickness on the transient wall temperature for a heat transfer coefficient of $1000 \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ between the liquid and paint side temperature ΔT^* .

This model also shows that the heat flux from the wall to the fluid ϕ_w can be calculated using the simple thermal balance:

$$\phi_w = \phi_{gen} - (\rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} e_p) \frac{dT_w}{dt} \quad (1)$$

where $\frac{dT_w}{dt}$ is the wall temperature variation. The natural convection and radiation heat transfer between the air and the paint are neglected since the corresponding heat flux ($< 400 \text{W/m}^2$ for both) are small in comparison to the generated power ($> 10 \text{kW/m}^2$).

A National Instruments box *CompactRIO9035* is used to acquire the thermocouples (flow temperature control), pressure, flow and power measurements. The uncertainties of the electronic devices (ammeter, National Instrument box) are very low and of the order of magnitude of 0.1% (Visentini [14]). The power generated by Joule effect per surface unit ϕ_{gen} is equal to $\mathcal{U}\mathcal{I}/L.l$ where L the length of the foil and l its width. The main uncertainty comes from the length of the part where the voltage is measured (about ± 0.2 cm on 8.5 cm i.e. about 2%). Thus the total uncertainty on ϕ_{gen} is 2.5 %, which is also the uncertainty on the heat flux in steady state. The heat transfer from the wall to the fluid is calculated with eq. 1. Assuming that $\rho_w C_{p,w}e_w + \rho_p C_{p,p}e_p = 402 \text{ J m}^{-2}$ has no uncertainty, the absolute uncertainty on the heat flux is:

$$(\Delta\phi_w)^2 = \left[\frac{\partial\phi_w}{\partial\phi_{gen}} \right]^2 \Delta\phi_{gen}^2 + \left[\frac{\partial\phi_w}{\partial e_p} \right]^2 \Delta e_p^2 + \left[\frac{\partial\phi_w}{\partial(dT/dt)} \right]^2 \Delta(dT/dt)^2 \quad (2)$$

The generated heat flux varies from 40 to 400 kW/m², and the temperature time derivative at the onset of nucleate boiling varies from 10 to 500 K.s⁻¹. So the wall heat flux uncertainty can reach 6.5% of its value.

2.2. Transient convection in a semi-annulus

Baudin *et al.* [13] studied the turbulent flow and convection heat transfer in a semi-annulus through experiments and numerical simulations. They observed that the wall temperature evolution is self-similar when scaled by the steady wall temperature and that transient regime is characterized by a time scale t_c which depends only on the Reynolds number (through the Nusselt number).

These simulations were performed without a paint layer, and only the metal foil thermal mass characterizes the time scale evolution while, in their experiments, the metal foil was painted with a layer of thickness around 100 μm . Thus, experimentally, the wall thermal mass was high ($\approx 178 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) and induced uncertainties on the heat transfer coefficient during the first times of the heating. In the present study the paint thickness is about 25 μm , the wall thermal mass is thus low ($\approx 44 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) and the uncertainty on the heat transfer coefficient during the first times is low.

The experimental wall temperature and the dimensionless heat transfer coefficient evolutions during a power step are plotted respectively on the

left hand side and right hand side in figure 4. At the beginning of the heating, the thermal boundary layer is not established yet, thus the heat transfer coefficient is higher than in steady state. For both the heat transfer coefficient evolution and the wall temperature evolution, the characteristic time to reach steady state decreases when the Reynolds number increases. However, while the wall temperature is steady after about 1 to 5 s, the heat transfer coefficient is steady after about 0.2 to 0.75 s.

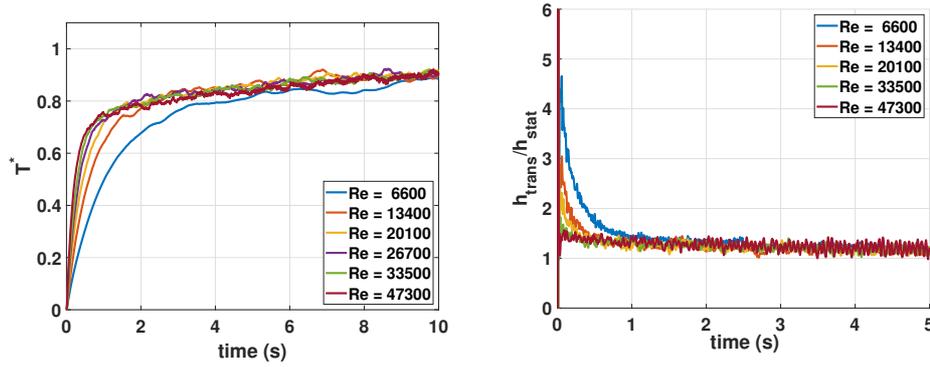


Figure 4: Evolution of the reduced wall temperature and the dimensionless heat transfer coefficient h_{trans}/h_{stat}

The advection time defined with the length of the heating surface and the average velocity is:

$$\tau_{adv} = \frac{L}{\bar{U}} = 0.15 - 0.5 \text{ s} \quad (3)$$

with the average velocity $\bar{U} = 0.1 - 0.7 \text{ m.s}^{-1}$ for $Q = 0.05 - 0.4 \text{ l.s}^{-1}$. The turbulent mixing time can be estimated by:

$$\tau_{mix} = \frac{L_{eddies}}{U'} = \frac{\kappa D_h}{0.05 \bar{U}} = \frac{8.2 D_h}{\bar{U}} = 0.11 - 1.3 \text{ s} \quad (4)$$

with the constant of Von Karman $\kappa=0.41$.

The advection characteristic time τ_{adv} , taken at the center of the flow, is lower than the forced convection times measured. Due to inlet flow, the flowing liquid temperature is kept constant and equal to the subcooling temperature imposed in the hydraulic loop.

The characteristic times of mixture τ_{mix} are in good agreement with the times obtained experimentally. The vortices in the mixture contribute to the development of the thermal boundary layer and are therefore characteristic of the forced convection regime establishment. So the heating rates imposed during this regime are not so important and the heat transfer is not due to unsteady conduction but rather to the forced convection. The heat transfer coefficient characteristic time is thus directly related to a turbulent time scale.

Baudin et al. [13] pointed out a linear decrease of dT_w/dt , thus, a quasi-steady evolution of the wall temperature can be assumed (i.e. assuming $h = h_{stat}$). This is indeed sufficient as long as we do not focus on the very first times of the transient. The heat transfer coefficient during a test achieved quickly its steady state since the paint thickness is low so :

$$\frac{T_w(t) - T_0}{T_{w,stat} - T_0} = 1 - e^{-t/\tau_{th}} \quad (5)$$

$$\tau_{th} = \frac{M_{th}}{h_{stat}} \quad (6)$$

$$(7)$$

h_{stat} is the steady convection heat transfer coefficient and $M_{th} = \rho C_p e$ is the thermal mass of the wall. Only the heated foil is considered in the simulations, the thermal mass is $M_{th,w} = \rho_w C_{p,w} e_w$. For the experiments, the paint layer is included: $M_{th,w+p} = \rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} e_p$. The good agreement between the time scales calculated from the simulations/experiments with Eq. 6 is shown on figure 5. Although the steady state heat transfer coefficient in [13] was obtained for an area 13 cm away from the bottom of the foil, these values decrease or increase of maximum 2 % on the studied area of this article. Therefore this value is kept to model the temperature evolution on this whole surface.

The thickness of the thermal boundary layer including the viscous and buffer layers can also be calculated from the simulations. The characteristic time scale of heat diffusion through the boundary layer τ_{sim} is plotted in figure 5: the thermal boundary layer grows faster as the wall temperature increases.

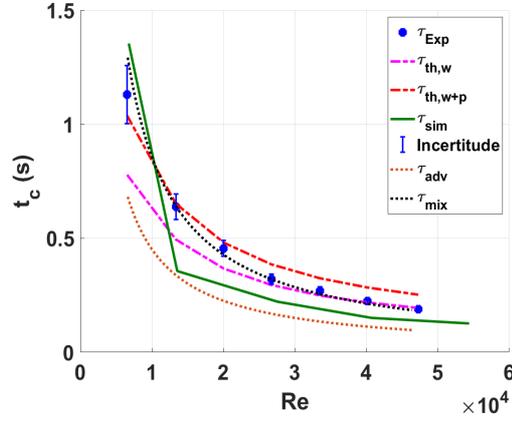


Figure 5: Wall temperature characteristic time in forced convection, compared to theory, for experiments ($M_{th,w+p} = \rho_w C_{p,w} e_w + \rho_p C_{p,p} e_p$) and simulations ($M_{th,w} = \rho_w C_{p,w} e_w$) versus the Reynolds number.

3. Analysis of the onset of boiling

In all this section, we analyse in details the phenomena occurring during the transition from single-phase to nucleate boiling regime following a step in power starting from zero. The analysis focuses first on a single test condition, and all the time and/or space evolution refer to these test conditions:

Table 4: Test conditions

Re	13 500	27 000	40 000
$\Delta T = T_{sat} - T_l$ ($^{\circ}C$)	○ - 13	□ - 15	◇/+ - 17

Then the analysis is generalized to a set of test conditions that have been considered, varying the power level as well as the flow conditions. Flowrate corresponds to different colors. red: $0.11.s^{-1}$, blue: $0.21.s^{-1}$, green: $0.31.s^{-1}$. Liquid bulk temperature correspond to different shapes. The subcooling of the inlet liquid flow $\Delta T = T_{sat} - T_l$ (that is also the initial wall temperature subcooling) is ○: $\Delta T = 13^{\circ}C$, □: $\Delta T = 15^{\circ}C$ and ◇: $\Delta T = 17^{\circ}C$. Finally, the generated heat flux, Φ_{gen} is between 40 000 and 80 000 $W.m^{-2}$.

3.1. A generic time evolution for local wall temperature

All over the test section, and for any test condition that leads to the onset of boiling, the time evolution of wall temperature is rather similar. Such a typical process is illustrated on the graph of figure 6. As the power is set to its constant non-zero value (red dot around $t = 1s$ on the graph), the wall temperature first increases from its initial value, that equals to the subcooled liquid temperature within the test section. It follows an exponential relaxation like for the purely single-phase tests described in section 2.2: the dark blue part of the curve. It goes beyond the saturation temperature value (blue dot) without any noticeable deviation till it reaches a maximum (after the ONB) whose value corresponds to an overheat of approximately $40^{\circ}C$ with respect to saturation temperature. Then a rather sharp decrease (the green part denoted overshoot on the graph) occurs over a fraction of a second. Temperature then reaches a quasi-constant level (the purple part of the curve around $50^{\circ}C$ in this case) that is still over the saturation value and will be considered as the steady local temperature for such a test. Small perturbations of few $^{\circ}C$ around a constant value can be seen on the curve. The rather low wall superheat corresponds to typical nucleate boiling regime.

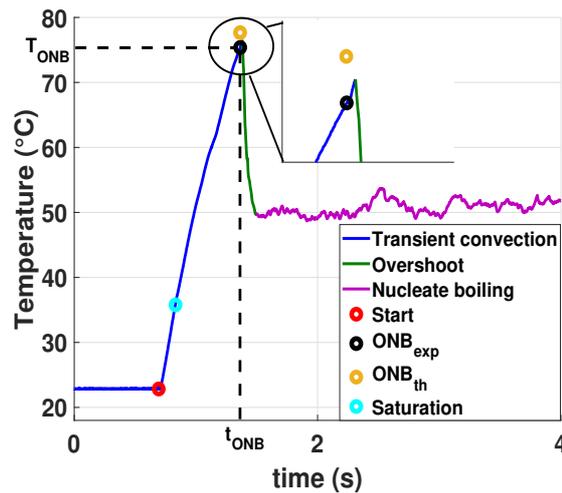


Figure 6: Temporal evolution of wall temperature in the close vicinity of the first nucleation event

From this analysis of the wall temperature, one clearly identifies two different stages in the transition from the initial to the final steady states:

the increase, that is very similar to the transient convection, followed by a sharp decrease. The overshoot of temperature (*i.e.* the difference between the local transient maximal temperature and the final steady value) is relatively large, around $25^{\circ}C$, even larger than the wall superheat at the steady state (around $15^{\circ}C$).

3.2. Sketch of the two-phase flow pattern at the onset of boiling

On figure 7, several snapshots of the high speed camera are provided for a single test and at different times. The heated wall corresponds to the thick black area on the right hand side of each picture. The high-speed camera visualizations are made by ombroscopy. The small hyphen indicates a $1mm$ long scale.

The left hand side photo corresponds to the time, denoted t_{ONB} at which the first deviation from the initial state has been caught by the ad-hoc algorithm of image treatment. Only a zoom on the surrounded area could provide a clear evidence of an event for a direct visual observation. It is seen that $6ms$ after (second picture), a vapor bubble of less than $1mm$ thickness and a few mm long covers a part of the wall. It then grows or expands rapidly over the tens of ms after its apparition, mainly in the axial direction. At its top end, it reaches quasi a $1cm$ thickness whereas the vapour layer just below is composed of relatively smaller quasi spherical bubbles (like on the (e) picture). A few tenths of second after t_{ONB} , the wall is covered by a population of tiny bubbles ($1mm$). This corresponds to times for which the wall temperature is stabilized. This flow pattern will be recovered during the next seconds also and corresponds thus to the steady configuration. Let us also remark that almost no bubble exists far from the wall, that is typical from such convective subcooled boiling case.

3.3. Localized first nucleation event

The wall temperature evolution reported in figure 6 corresponds to the location where the first temperature maxima is reached. This location coincides with the area outlined in red on picture (a) of figure 7. The time t_{ONB} , deduced from the high-speed camera, corresponds to the purple point on the temperature evolution: it is very close to the time for maximal temperature. The apparition of the first vapor bubble coincides in space and time with the first temperature decrease over the test section.

This correspondence is common to all the 50 tests where those events occur in the scope of both cameras. The value T_{ONB} of the temperature

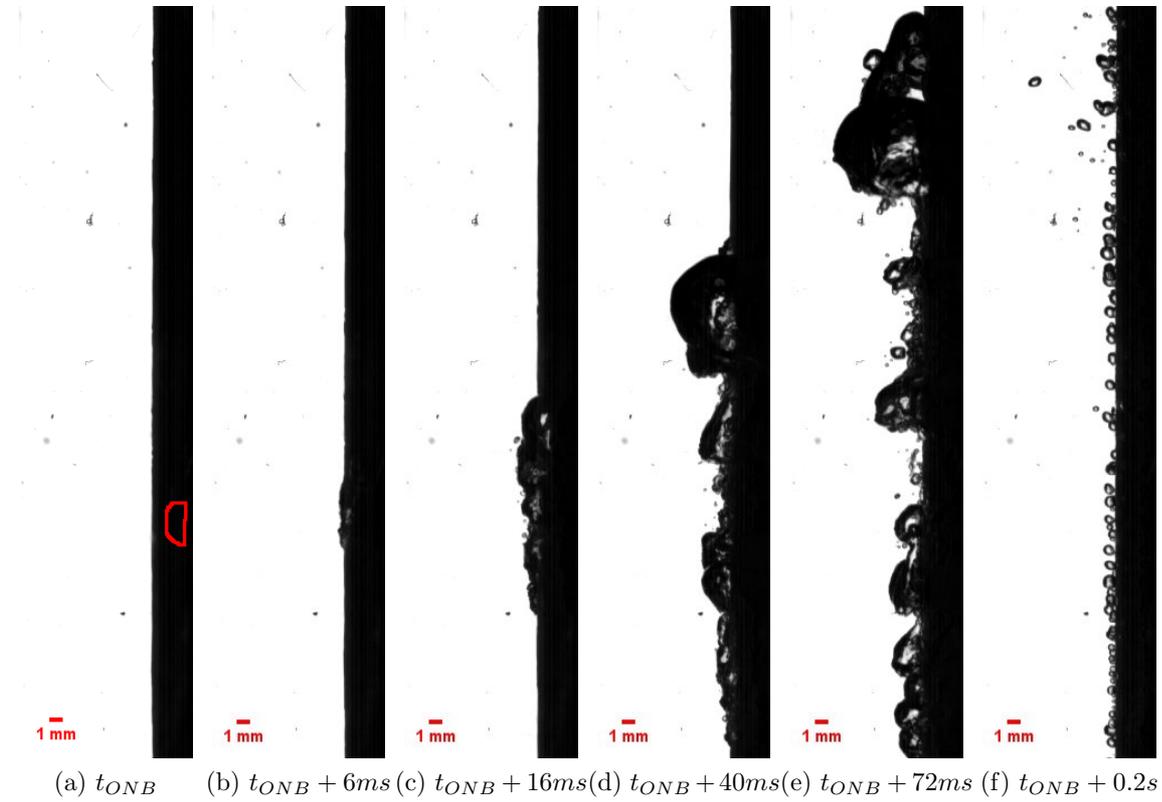


Figure 7: Visualisations of the onset of boiling. The first vapour bubble (ONB) (a) grows in a large vapour layer along the wall (b-c), then breaks and disappears (d) leading to boiling driven regime (OBD) (e) to finally reach the Fully Developed Nucleate Boiling (FDNB) (f).

at the location of the first event and at the time t_{ONB} has been collected for several test sections and flow conditions. The values are always close to the local maximum at this location. They are reported on figure 8 and are slightly in the range $[60^{\circ}C : 80^{\circ}C]$. This value is compared to the theoretical temperature for transient convection at the same time t_{ONB} as given by the equation 5 validated on our study of this regime. On figure 6, it corresponds to the orange point that slightly overpredicts the maximum value. For the set of tests considered, it is shown in figure 8 that this theoretical prediction is in a rather good agreement with experimental measurements, with a small tendency to overpredict the measured temperature with the model. There-

fore, at first order, the temporal evolution of wall temperature at the location where nucleation will first take place is the one of transient convection till this time. No sign of any precursor event seems to be deduced from our thermal measurements.

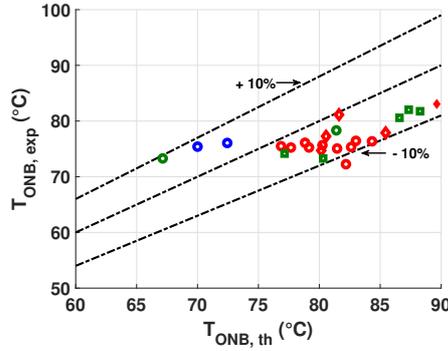


Figure 8: Experimental value of the temperature at the first nucleation event $T_{ONB,exp}$ compared to the theoretical temperature for transient convection (Eq. 5) at the same time $T_{ONB,th}$ for different test conditions. Flowrate corresponds to different colors. red: $0.1l.s^{-1}$, blue: $0.2l.s^{-1}$, green: $0.3l.s^{-1}$. Subcooling corresponds to different forms, \circ : $\Delta T = 13^{\circ}C$, \square : $\Delta T = 15^{\circ}C$ and \diamond : $\Delta T = 17^{\circ}C$.

3.4. Temperature at nucleation event and cavity size

The theoretical equilibrium superheat of a radius vapour bubble r_e can be calculated from Laplace and Clapeyron equations:

$$\Delta T_{eq}(r_e) = T_{eq}(r_e) - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} r_e} \quad (8)$$

For a bubble in a cavity of size r_c , Hsu [15] advises to take $r_e = \frac{5}{4}r_c$. From the experimental values of ΔT_{ONB} and equation 8, the cavity sizes on the metal foil that would correspond to the observed onset are about 0.11-0.15 μm . Microscope and AFM visualisations showed that the heated foils have lamination grooves 1 to 10 μm large and 0.1 to 0.2 μm depth, with surface cavities from 50 nm to 0.2 μm . The contact angle of the HFE7000 on the metal foil has been measured of about 13° with a tensiometer DSA100. Since big cavities are easily flooded, high superheat temperatures are expected, corresponding to small cavities with $r_c = 0.11 - 0.15 \mu m$.

Hsu's model takes into account the growth of the thermal boundary layer in

the liquid: the nucleation occurs only when the liquid at the top of the bubble (at $r_b = 2r_c$) is at the equilibrium temperature calculated with equation 8. Berthoud et al. [16] and Su et al. [11] suggested and used this model to calculate the onset of nucleate boiling for transient heatings. Assuming a linear profile through the thermal boundary layer, the first vapour bubble superheat can be written:

$$\Delta T_{ONB} = \Delta T_{eq}(r_c) + \frac{2r_c}{\delta_{t,t_{ONB}}}(T_{ONB} - T_b) \quad (9)$$

This equation shows that the wall temperature at nucleation is the sum of the theoretical equilibrium temperature in the homogeneous case plus the thermal gradient across the bubble of size $2r_c$. This second term introduces an impact of the wall heating rate on the nucleation temperature. It also depends on the cavity (and therefore on the bubble) size: the smaller the cavity size, the closer the nucleation temperature to the equilibrium one.

According to the section 2.2, the evolution of the temperature and the thermal boundary layer thickness are self-similar during forced convection. Therefore, equation 9 can be written:

$$\Delta T_{ONB} = \Delta T_{eq}(r_c) + \frac{2r_c}{\delta_{t,stat}}(T_{stat} - T_b) \quad (10)$$

$$\approx \Delta T_{eq}(r_c) + 2r_c \frac{\phi_{gen}}{\lambda_l} \quad (11)$$

In this last equation, the steady thermal boundary layer thickness is approximated by $\delta_{t,stat} \approx \lambda_l/h_{stat}$. Equation 11 is plotted on the left hand side graph of figure 9 with a dashed line for different r_c . The second term of equation 11 varies from 0.1 to 0.2 K in the experiments: the onset of boiling superheat appears to be nearly constant for a given cavity size and equal to the equilibrium superheat.

Su et al. [11] study transient ONB with an exponential heating with a characteristic time τ and their surface has small cavity sizes in comparison to the thermal boundary layer thickness. They show that ΔT_{ONB} can be well estimated with:

$$\Delta T_{ONB} = \Delta T_{eq}(r_c) + \frac{r_c}{\delta_t}(\Delta T_{eq}(r_c) + \Delta T_{sub}) \quad (12)$$

with $\delta_t = \sqrt{a_l \tau}$ for pool boiling (conduction heat transfer in the liquid) and $\delta_t = \lambda_l / h_{stat}$ for dominant convective boiling. Equations 12 and 9 are very similar; however, in Su et al.'s study, the convective characteristic time is very small (maximum 110 ms) and they can consider an established thermal boundary layer when the nucleation begins.

Using equation 5 from 2.2 and equation 11, the first vapour bubble time can be calculated by:

$$t_{ONB} \approx -\frac{M_{th}}{h_{stat}} \ln \left(1 - \frac{(\Delta T_{eq} + \Delta T_{sub}) h_{stat}}{\phi_{gen}} - \frac{2r_c h_{stat}}{\lambda_l} \right) \quad (13)$$

The first contribution in the logarithm corresponds to the time to increase the wall temperature to T_{eq} and the second contribution corresponds to the time to have the temperature T_{eq} at the top of the bubble, which is again negligible. Equation 13 is plotted with a dashed line in the right hand side graph of the figure 9 and shows a good agreement with the experimental points.

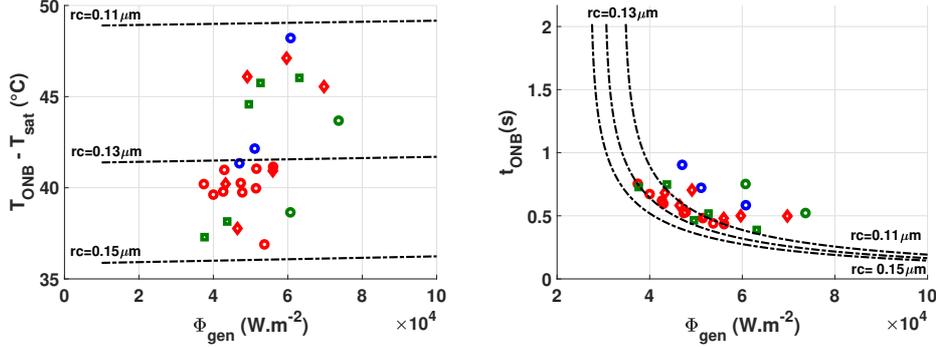


Figure 9: Temperature and time of nucleation for different test conditions. Flowrate corresponds to different colors. red: $0.11.s^{-1}$, blue: $0.21.s^{-1}$, green: $0.31.s^{-1}$. Subcooling corresponds to different forms, \circ : $\Delta T = 13^\circ C$, \square : $\Delta T = 15^\circ C$ and \diamond : $\Delta T = 17^\circ C$.

The superheat at the time of the nucleation event $\Delta T_{ONB} = T_{ONB} - T_{sat}$ has been plotted against the level of power intensity of the considered test ϕ_{gen} on figure 9. This wall superheat does not change much, neither with the heat flux, neither with the flowrate nor with the sub-cooling, and remains around $40^\circ C$.

3.5. Delayed onset of boiling over the test section

In figure 10, the temporal evolution at different locations along the test section has been plotted on the same graph. They are indexed by the Z variable that measures the vertical distance from the location of the first nucleation event $Z_{4,ONB} = 0\text{cm}$ that also corresponds to the first decrease.

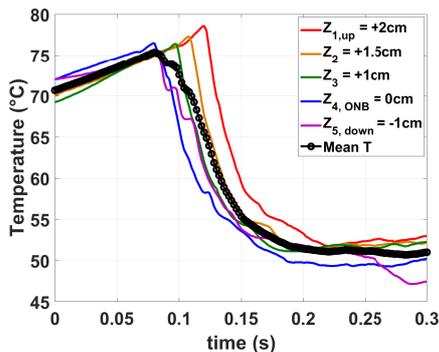


Figure 10: Wall temperature at different locations along the test section

It can be seen that the time for the local maximum is all the more delayed with respect to t_{ONB} that this distance is large. The delay is approximatively 0.5s for a 2cm distance. This time scale is relatively of the same order of magnitude than the time scale for local relaxation from the maximum temperature to the steady value. We observe that such a delay is very reduced in the radial direction over the wall, in particular as soon as locations sufficiently far from the nucleation event are considered. Let us remark also that the temperature continue to notably increase after t_{ONB} in the other locations than at the location of the event. Moreover, it can be seen a specific trend at the very last times of increase: the temperature increase rate seems to increase rather than decrease (the curve is rather convex than concave). After the decrease, all the temperatures converge toward approximately the same value around 50°C . The overshoot of temperature depends therefore of the location considered. As a consequence, during the onset of the nucleate boiling regime, the deviation of temperature around a space average value (like the black curve on the graph) is relatively large. This leads to a difficulty in the interpretation of such averaged value in terms of nucleation mechanisms. The maximal value of the mean temperature is rather low with respect to local values and should be compared with caution with any model

for nucleation. The typical relaxation time of the average temperature toward the steady value is clearly a combination of the local relaxation time that looks at first order very similar at different locations with the delayed decrease that looks like a front propagation.

3.6. Cooling at the onset of nucleate boiling

Let us focus on the local temperature decrease from the maximum temperature, say T_{max} toward the steady nucleate boiling temperature, say T_{NB} . The difference between those two values is then referred to a transient overshoot $T_{OV} = T_{max} - T_{NB}$. The transient cooling is analyzed locally for the location of the first nucleation event. The overshoot is therefore the minimum one with comparison to other locations for the same test. It has been plotted for different test conditions on the left hand side graph of figure 11. The overshoot order of magnitude is approximatively tens of degrees but no clear tendency can be deduced and the dispersion is large. The time t_{OV} between the maximal temperature and the first time it reaches the steady value T_{NB} has been plotted on the right hand side of figure 11. The value is typically around 0.1s with a rather small dispersion and no clear tendency with respect to the test conditions: liquid flow rate and subcooling.

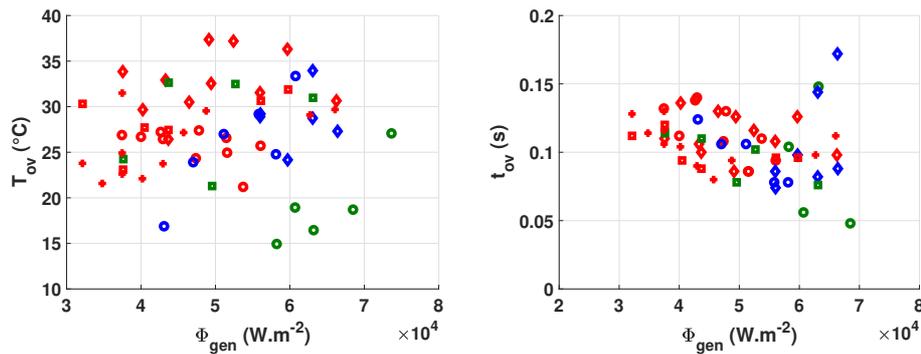


Figure 11: Overshoot: temperature difference and typical time for temperature decrease. Flowrate corresponds to different colors. red: 0.1l.s^{-1} , blue: 0.2l.s^{-1} , green: 0.3l.s^{-1} . Subcooling corresponds to different forms, \circ : $\Delta T = 13^\circ\text{C}$, \square : $\Delta T = 15^\circ\text{C}$ and \diamond : $\Delta T = 17^\circ\text{C}$.

The left hand side graph of figure 12 is a focus on the decrease phase of wall temperature at the nucleation site where the temperature time evolution has been reduced as $T^* = (T - T_{NB}) / (T_{OV} - T_{NB})$. The experimental

measurement is clearly well fitted by an exponential law $T^* = \exp(-t/\tau_{OV})$. For each test condition considered the value of the best fit for the parameter τ_{OV} has been reported on the right hand side graph of figure 12. The value is typically around 0.03s with a rather low dispersion and no clear tendency with respect to the different test parameters.

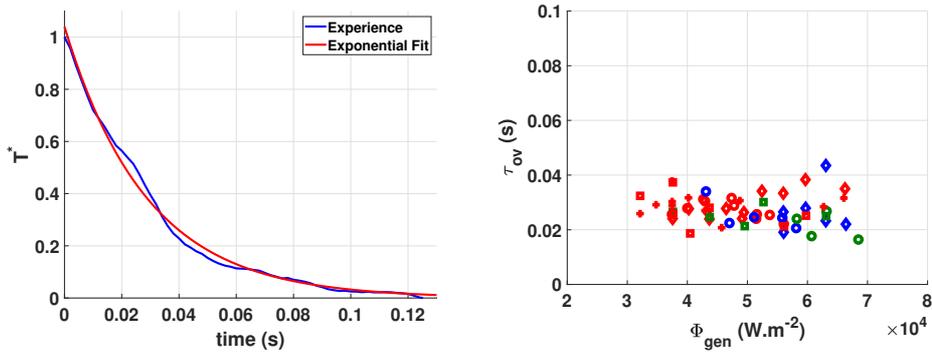


Figure 12: Exponential model for the cooling after the overshoot and determination of an overshoot characteristic time.

It indicates that the cooling process during the transient establishment of nucleate boiling heat transfer at the location of the first nucleation event is very efficient (with a cooling rate of several hundreds of $K.s^{-1}$). This cooling process seems insensitive to the flow and power conditions.

3.7. A vapor front propagation

For each pixel of the high-speed camera images, *i.e.* for each axial location along the wall, the vapor layer thickness D_b [m] is the instantaneous lateral length corresponding to the number of pixels identified as being in vapor phase. This quantity can be associated with the size of the bubbles that can be seen on the pictures. The time and space evolution of the quantity D_b is reported on the picture of figure 13.

An algorithm allows to track the time at which a vapor layer appears. For this test, this first event is located at $Z = 3.07cm$ as represented by the grey circle. The white solid line joins the times of vapor apparition at each axial location z . It corresponds therefore to the boundary of non-zero vapor layer thickness above the wall. The vapor propagation is linear meaning the vapor layer progression has a constant axial velocity from its starting point

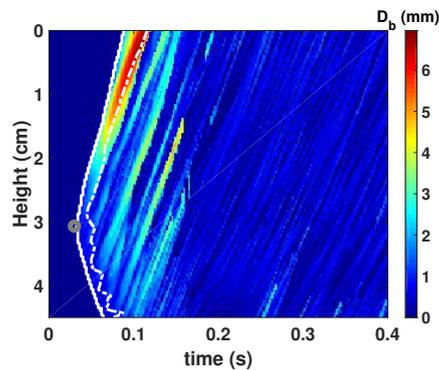


Figure 13: Vapor layer thickness along the heated wall as function of time and axial location along the vertical ($z = 0$ being the top of the picture and the z -axis being oriented downward).

at the first nucleation event, both downstream and upstream in this case.

From the white lines slopes, the propagation speed of the vapor front along the vertical direction has been deduced for several test conditions. As shown on the figure 14, the velocity lies in the range [$50\text{cm}\cdot\text{s}^{-1} - 100\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$] and is larger in the downstream/upward direction (positive velocity) than in the upstream/downward direction probably because of both the liquid flow and the buoyancy that should assist the vapour propagation in the upward direction.

Let us remark, that in some cases (more especially for the largest flowrates), there is no data for upstream propagation of the vapor front, since it does not propagate upstream from the nucleation point identified. The area can be kept without boiling for a while. Possibly, another nucleation event occurs downward and nucleate boiling regime propagates toward the region.

During its axial progression downstream (upward), the vapor front has an increasing thickness till an approximatively 7mm extent (dark red zone for $z < 1\text{cm}$ and $t \simeq 0.1\text{s}$). The time when D_b first decreases corresponds to the tail of the vapor pocket. Its trajectory (location of local D_b maximum) has been determined thanks to an algorithm and is plotted as the white dashed line (the rightmost line) on 13. This line is approximatively parallel with the apparition of the vapor (white solid line) with a delay of approximatively 0.02s .

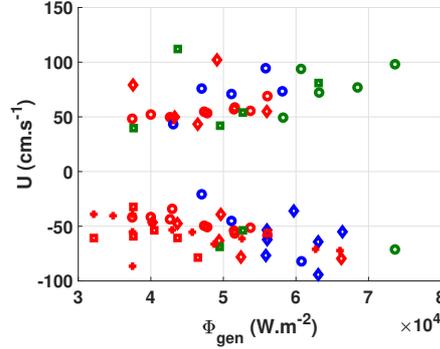


Figure 14: Axial propagation velocity of the vapor front. Flowrate corresponds to different colors. red: $0.11.s^{-1}$, blue: $0.21.s^{-1}$, green: $0.31.s^{-1}$. Subcooling corresponds to different forms, ○: $\Delta T = 13^{\circ}C$, □: $\Delta T = 15^{\circ}C$ and ◇: $\Delta T = 17^{\circ}C$.

Other relatively large vapor pockets growing along the wall can be detected afterwards (see the light green area parallel to the white line). They can be seen till approximately $0.15s$ and their size is approximately $3mm$. It still corresponds to the transient period of nucleate boiling regime establishment. They could be associated with other nucleation events downstream that could initiate other large vapor pockets, but this is not evident to be conclusive on this behaviour.

After $t \simeq 0.15s$, D_b decreases to approximately $1mm$, that corresponds to the size of the tiny bubbles in the steady subcooled nucleate boiling process.

3.8. Thermal analysis of the transition toward nucleate boiling

The wall temperature as a function of time and space is plotted in the left hand side picture of figure 15.

Temperature is relatively homogeneous in space during the first $0.05s$ and after $0.15s$ where it reaches a notably steady lower value. Let us focus on the transition zone between these two regimes. The lines deduced from the vapor front thickness analysis have been reproduced. It can be clearly seen that the wall temperature continues its increase at the time (white lines) when the vapor front covers a specific location. The location of the maximum of temperature seems to be more correlated with the white dashed line that corresponds to the tail of the first vapor pocket.

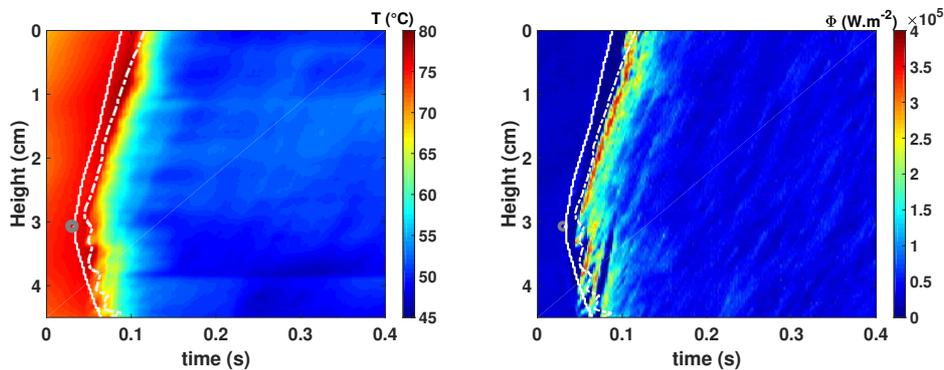


Figure 15: Temperature and wall to fluid heat flux as a function of time and axial position during transition toward nucleate boiling

The wall to fluid heat flux, as deduced from equation 1, is plotted for the same case on the right hand side of figure 15. The lines deduced from the vapor front thickness analysis have also been reproduced. The first convection phase corresponds to rather low values for the heat flux. The last steady phase corresponds to the equilibrium between the generated heat flux ϕ_{gen} and the wall to fluid heat flux ϕ_w . The largest heat flux values are clearly associated with the white dashed line and could reach up to $4 \cdot 10^5 W m^{-2}$ values. This is fully consistent with the evolution of wall temperature (from which it is partly deduced). It is worth noting that those local heat flux values are very large with comparison with the order of magnitude of the critical heat flux that is close to $10^5 W m^{-2}$ in similar conditions (from our own experiments).

On figure 16, one represents the logarithm of the ratio ϕ_w/ϕ_{gen} . Once again, the black lines deduced from the analysis of the vapor front thickness analysis have been reproduced. It is very close to 0 (*i.e.* $\phi_w \simeq \phi_{gen}$) as soon as the steady nucleate boiling regime is reached. During the transient convection stage, it indicates that the heat flux is approximatively one order of magnitude less than the power intensity. The boundary of this regime is a short period represented by a rather thin orange line near the black dashed line. The heat flux is for a small fraction of time of the magnitude or larger than the power intensity. Despite this very evanescent step, the transition between those regimes is clearly made of two successive steps. The first one occurs when the first big vapor pocket covers the wall, *i.e.* between the black solid and the black dashed lines. It corresponds to a quasi-null heat

flux toward the fluid (till around 1000 times less than the power dissipated). This corresponds clearly to the inflexion of the wall temperature just before the decrease that has been identified on the temporal local evolution of the wall temperature in section 3.5. It is followed by a very rapid increase of the wall to fluid heat flux with maximal values more than 10 times the power dissipated. The transient heat flux during this transition toward nucleate boiling regime is therefore a very efficient heat transfer.

A possible interpretation of this behaviour is therefore as follows. Below the big vapor pocket that covers the wall following a first nucleation event, the heat flux is hindered. Due to the very low values of the wall to fluid heat flux, a transient dry-out of the wall can not be excluded. But this could also be explained by the fact that the vapor pocket insulated the wall from the rest of the flow and thereby of the efficiency of the coolant flow. When the pocket leaves the wall, the wall to fluid heat flux is suddenly very high: that could correspond to either the rewetting of the wall and intense vaporisation, or by the appearance of small bubbles in the tail of the large vapour bubble.

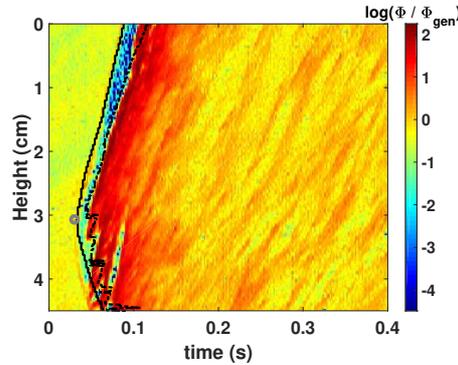


Figure 16: Space and time variation of the wall to fluid heat flux reduced by the power level

3.9. Local boiling curves

On figure 17, the local wall to fluid heat flux ϕ_w as a function of the local wall temperature has been plotted at different axial elevations. The transient evolution of ϕ_{gen} has also been represented by the red curve. Those elevations correspond to an horizontal line on the flux map. The fourth one corresponds to the elevation at which the first nucleation event occurs. Arrows on this curve indicate the time direction. Each curve, that can be associated to a

more standard boiling curve, has been divided in three phases: in blue, the transient convection where the heat flux is always lower than the generated heat flux ϕ_{gen} , in dark green, the transition toward nucleate boiling regime and in purple the steady nucleate boiling regime where the mean heat flux equals ϕ_{gen} .

At the very end of the transient convection phase (*i.e.* in the blue part close to the maximal temperature), it can be seen on the top elevations that the heat flux tends to zero before increasing steeply. Then, the transition toward nucleate boiling regime occurs and the local heat flux reaches high values (approximately $3 \cdot 10^5 Wm^{-2}$) almost all the time for temperature decrease. The evolution is rather similar between all locations. In some cases, the heat flux can temporarily reach zero values during the transition. It is associated to the trajectory of large vapor pockets (possibly other nucleation events) flowing from upstream and that could perturbate the efficient cooling process, eventually inducing local dry-out of the wall.

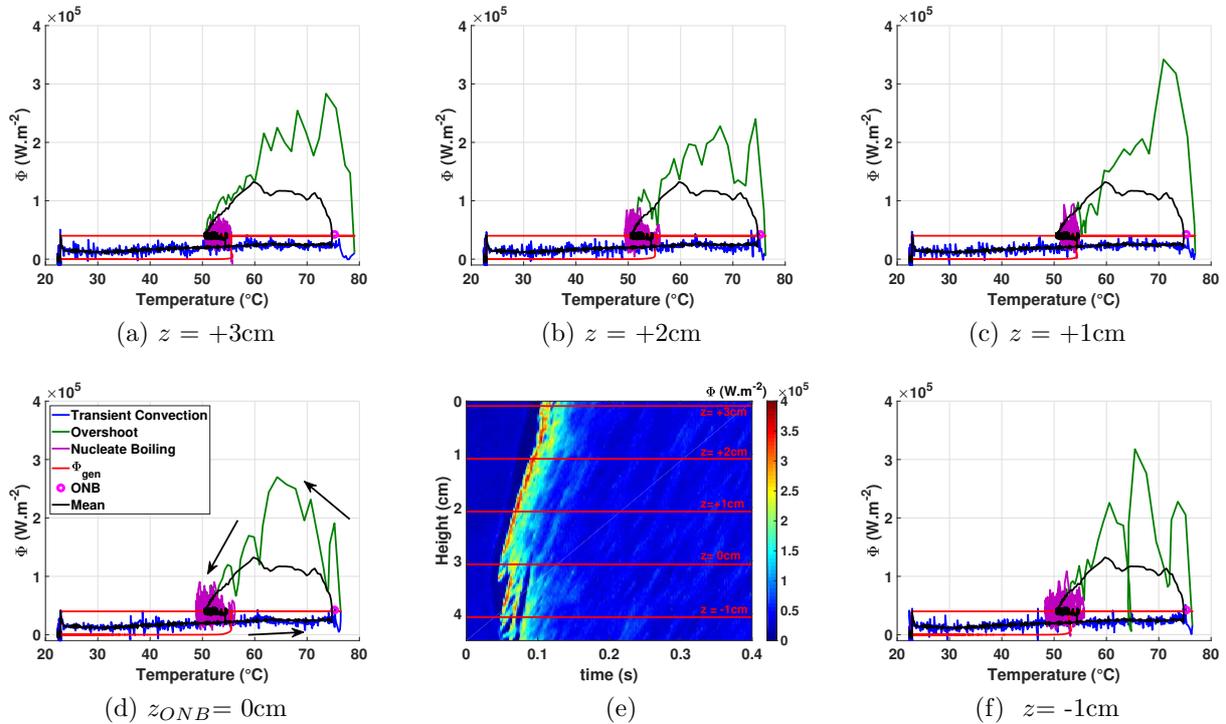


Figure 17: Local boiling curves at different elevations.

The mean boiling curve (the black line in the figure) has a reduced amplitude during the Overshoot and can not transcribe a local flux drops near the ONB. The classic approach of representing the boiling curve with a space averaged heat flux can not follow all the process during the onset of boiling that are mostly local and there is a lack of information with this representation. An additionnal approach is now provided to study this transition toward the FDNB.

3.10. Impact of test parameters on the behaviour

For a same subcooling and for 3 different flowrate values, the level of power has been varied as illustrated by the reduced wall to fluid heat flux space and time variation on figure 18. It shows that the behaviour is very similar for the different test conditions. The degradation of the wall to fluid heat flux (blue part) before the transition toward nucleate boiling is not seen in some high flowrate and relatively low power cases (d,g,h). In those latter cases, it can be seen on the high speed camera images, that the vapor pocket incoming from the nucleation site is not as large as in the other cases. This could be interpreted by the lack of any dry-out and therefore no heat transfer degradation. In some cases, it is seen that the wall upstream a nucleation site can be heated up during a relatively long time till another nucleation event leads to its cooling (like in the bottom part ($z \geq 4cm$) of cases d or f). In those cases, several successive events of heat transfer degradation and front propagation can be identified. From a more general point of view, the onset of nucleate boiling is all the more delayed than the flowrate is high. In some cases (g on the figure) the nucleation event occurs below (upstream) the frame of the IR camera.

Annexe C : Vidéos expérimentales

À l'aide des images obtenues avec la caméra infrarouge et la caméra rapide, plusieurs vidéos des différents régimes d'ébullition sont présentées dans cette annexe. Ces vidéos sont disponibles en suivant cette URL : https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RI.aspx

Le dispositif expérimental

Dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), une expérience modèle a été construite à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Elle génère un écoulement de réfrigérant HFE7000 dans un canal de section semi-annulaire, simulant l'écoulement autour d'un crayon de combustible, dont la partie intérieure, composée d'une feuille de métal, est chauffée rapidement par effet Joule, simulant l'échauffement de la gaine du crayon.

La thermographie infra-rouge permet de mesurer la température de la paroi externe du métal. Ces mesures sont couplées avec une caméra rapide qui permet de visualiser les régimes d'ébullition.

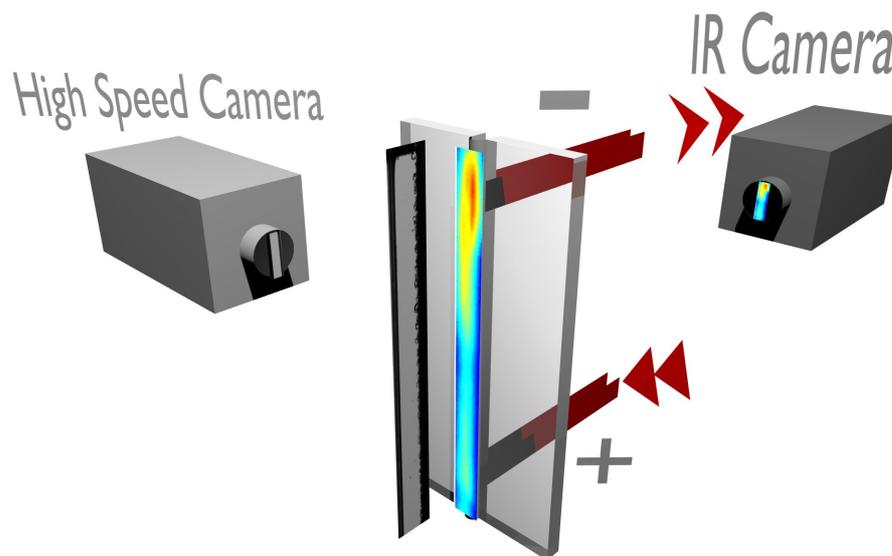


FIGURE 3.98 - https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RI.aspx

Taux de chauffe et visualisations rapides

Visualisations d'un demi-cylindre chauffé par effet Joule à partir d'un signal de puissance exponentiel ($\Phi_{gen} = \Phi_0.exp(t/\tau)$) avec trois temps caractéristiques différents ($\tau_1 = 70ms$, $\tau_2 = 20ms$ et $\tau_3 = 5ms$). Tous les régimes d'ébullition sont présents, de la convection jusqu'à l'ébullition en film.

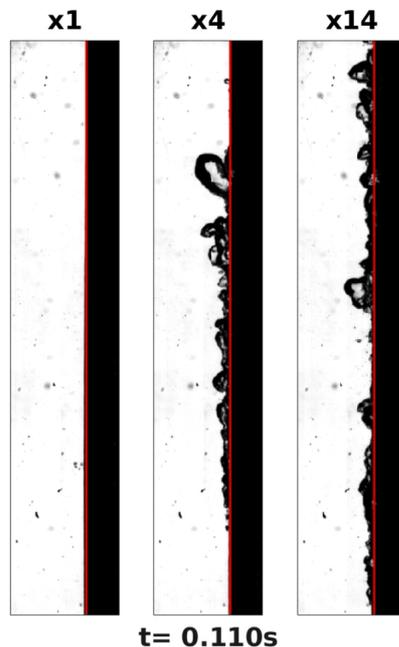


FIGURE 3.99 – https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RIA-v.aspx

Pour les temps caractéristiques les plus longs ($\tau_1 = 70ms$), on chauffe assez lentement pour que les régimes qui s'installent sur la paroi soient proches du cas stationnaire. Pour les taux de chauffes les plus importants, les régimes d'ébullition n'ont pas le temps de s'installer et l'ébullition en film se met en place rapidement. Dans ce cas, la paroi est isolée du liquide, ce qui peut amener à la dégradation du matériau.

Synchronisation des caméras lors de l'ONB

Visualisation et couplage des caméras infrarouge et rapide avec évolution de la température et du flux de chaleur au centre d'une paroi chauffée lors d'un essai avec déclenchement de l'ébullition. Mise en évidence d'une poche de vapeur qui induit des brusques changements de transferts de chaleur entre la paroi et le fluide.

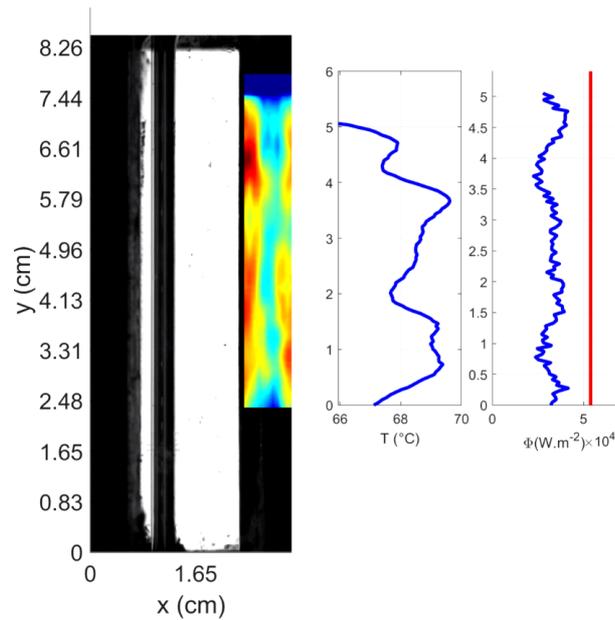


FIGURE 3.100 – https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RI.aspx

Dispersion sur le champ de température et sur le flux de chaleur lors de l'ONB

Représentation des densités de probabilités du champ de température mesuré par la caméra infrarouge avec calcul du maximum, du minimum et de l'écart type. L'évolution de la température prise à différents endroits du clinquant est également représentée. L'ONB implique des conditions très locales qui empêchent de faire des moyennes sur la hauteur du clinquant.

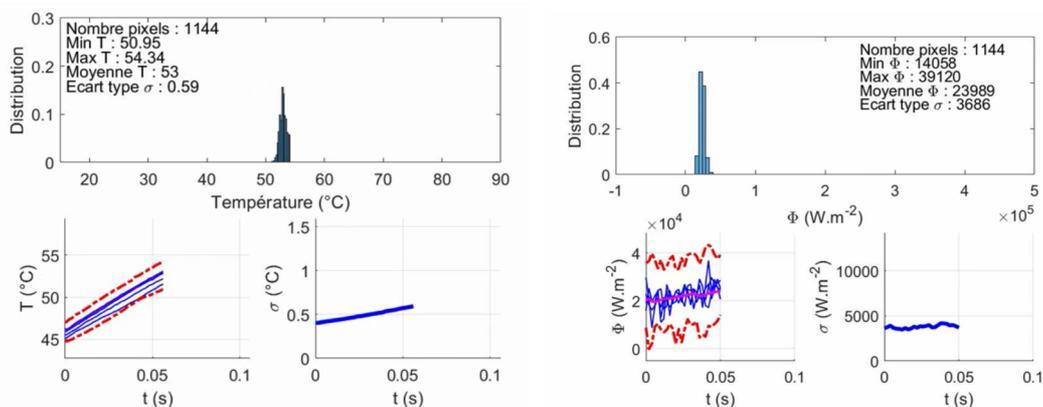


FIGURE 3.101 – https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RI.aspx

Synchronisation des caméras lors de l'ébullition en film

Visualisation et couplage des caméras infrarouge et rapide avec évolution de la température et du flux de chaleur au centre d'une paroi chauffée lors d'un essai en ébullition en film. Mise en évidence d'un film de vapeur qui recouvre la paroi et induit des dégradations sur le coefficient d'échange de chaleur entre la paroi et le fluide.

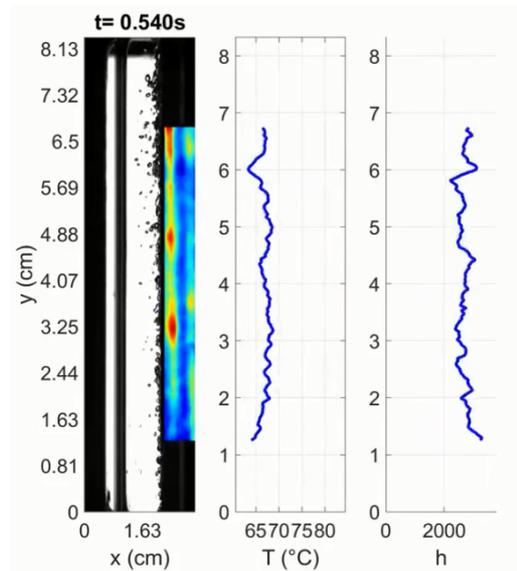


FIGURE 3.102 – https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/PSN-RES/Pages/2018-Scheiff-etude-ebullition-film-transitoire-accident-RIA-v.aspx

Bibliographie

- [1] Fiche technique de l'acier aisi. www.goodfellow.com/F/Acier-inoxydable-AISI-304.html.
- [2] Fiche technique du contrôleur compactrio 9035. www.ni.com, 2015.
- [3] Fiche technique du logiciel de calcul scanair. www.irsn.fr/FR/Larecherche/outils-scientifiques/Codes-de-calcul/Documents/PSN_FICHE_Logiciel_de_calcul_SCANAIR_Cor2.pdf, 2015.
- [4] 3M. Novec 7000 Engineered Fluid. <http://multimedia.3m.com/mws/media/1213720/3m-novec-7000-engineered-fluid-tds.pdf>.
- [5] H. Auracher and W. Marquardt. Experimental studies of boiling mechanisms in all boiling regimes under steady-state and transient conditions. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7) :586–598, 2002.
- [6] N. Bakhru and J.H. Lienhard. Boiling from small cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(11) :2011–2025, 1972.
- [7] S. Barsi. *Ventless Pressure Control of Cryogenic Storage Tanks*. PhD thesis, Case Western Reserve University, 2010.
- [8] N. Baudin. *Étude expérimentale et modélisation de l'ébullition transitoire*. PhD thesis, Toulouse, INPT, 2015.
- [9] N. Baudin, C. Colin, P. Ruyer, and J. Sebilliau. Turbulent flow and transient convection in a semi-annular duct. *International Journal of Thermal Sciences*, 108 :40–51, 2016.
- [10] P.J. Berenson. Film-boiling heat transfer from a horizontal surface. *Journal of Heat Transfer*, 83(3) :351–356, 1961.
- [11] A.E. Bergles and W.M. Rohsenow. The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 86(3) :365–372, 1964.
- [12] G. Berthoud. Etude du flux critique en chauffage transitoire. *Note Technique, CEA de Grenoble*, 2006.
- [13] V. Bessiron. Modelling of Clad-to-Coolant Heat Transfer for RIA Applications. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(2) :211–221, 2007.
- [14] V. Bessiron. Modelling of clad-to-coolant heat transfer for ria applications. *Journal of Nuclear Science and technology*, 44(2) :211–221, 2007.
- [15] V. Bessiron, T. Sugiyama, and T. Fuketa. Clad-to-coolant heat transfer in nsrr experiments. *Journal of nuclear science and technology*, 44(5) :723–732, 2007.
- [16] G. Bloch, W. Muselmann, M. Saier, and T. Sattelmayer. A phenomenological study on effects leading to the departure from nucleate boiling in subcooled flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67 :61–69, 2013.
- [17] C. Boyer, A.M. Duquenne, and G. Wild. Measuring techniques in gas–liquid and gas–liquid–solid reactors. *Chemical Engineering Science*, 57(16) :3185–3215, 2002.
- [18] L.A. Bromley. Heat transfer in stable film boiling. Technical report, 1948.

- [19] M. Bruder, G. Bloch, and T. Sattelmayer. Critical heat flux in flow boiling—review of the current understanding and experimental approaches. *Heat Transfer Engineering*, 38(3) :347–360, 2017.
- [20] D. Butterworth. *The correlation of cross-flow pressure drop data by means of the permeability concept*. UKAEA Atomic Energy Research Establishment, 1979.
- [21] F. Cabannes. Température de surface : mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R2735) :R2735–1, 1996.
- [22] Van P. Carey. *Liquid vapor phase change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*. CRC Press, 2018.
- [23] J.C. Chen. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3) :322–329, 1966.
- [24] S.K.R. Chowdhury and R.H.S. Winterton. Surface effects in pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(10) :1881–1889, 1985.
- [25] T-H. Chung, M. Ajlan, L. L. Lee, and K.E. Starling. Generalized multiparameter correlation for nonpolar and polar fluid transport properties. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 27 :671–679, 1998.
- [26] J.G. Collier and J.R. Thome. *Convective boiling and condensation*. Clarendon Press, 1994.
- [27] D.C. Das, K. Ghosh, and D. Sanyal. A scale analysis model for film boiling heat transfer on a vertical flat plate with wide applicability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 90 :40–48, 2015.
- [28] J.M. Delhaye. *Thermohydraulique des réacteurs (Edition révisée 2013)*. EDP sciences, 2014.
- [29] N.S. Dhillon, J. Buongiorno, and K.K. Varanasi. Critical heat flux maxima during boiling crisis on textured surfaces. *Nature communications*, 6 :8247, 2015.
- [30] F.W. Dittus and L.M.K. Boelter. University of california publications on engineering. *University of California publications in engineering*, 2 :371, 1930.
- [31] Ethermo. Thermodynamics and Transport properties. www.ethermo.us.
- [32] K. Ferjančić and I. Golobič. Surface effects on pool boiling chf. *Experimental thermal and fluid science*, 25(7) :565–571, 2002.
- [33] H.K. Forster and N. Zuber. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, 1(4) :531–535, 1955.
- [34] J.-M. Franssen and P. V. Real. *Elefir-EN Fire Design of Steel Structures*, chapter Eurocode 3 : Design of steel structures. Part 1-2 : General rules. Structural fire design., page 429. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010.
- [35] T. Fuketa, H. Sasajima, and T. Sugiyama. Behavior of high-burnup pwr fuels with low-tin zircaloy-4 cladding under reactivity-initiated accident conditions. *Nuclear Technology*, 133(1) :50–62, 2001.
- [36] J.E. Galloway and I. Mudawar. Chf mechanism in flow boiling from a short heated wall—i. examination of near-wall conditions with the aid of photomicrography and high-speed video imaging. *International journal of heat and mass transfer*, 36(10) :2511–2526, 1993.
- [37] J.E. Galloway and I0 Mudawar. Chf mechanism in flow boiling from a short heated wall—ii. theoretical chf model. *International journal of heat and mass transfer*, 36(10) :2527–2540, 1993.

- [38] V. Geller. Thermodynamic properties of 3m mixtures. 1997.
- [39] C. Gerardi, J. Buongiorno, L.W. Hu, and T. McKrell. Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20) :4185–4192, 2010.
- [40] I. Golobič and M. Zupančič. Wall-temperature distributions of nucleate pool boiling surfaces vs. boiling curves : A new approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 99 :541–547, 2016.
- [41] P. Griffith and J.D. Wallis. The role of surface conditions in nucleate boiling. 1958.
- [42] D.C. Groeneveld and K.K. Fung. Forced convective transition boiling : review of literature and comparison of prediction methods. Technical report, Atomic Energy of Canada Ltd., 1976.
- [43] Y. Haramura and Y. Katto. New hydrodynamic model for critical heat flux (chf). *Trans. JSME*, 49(445) :1919–1927, 1986.
- [44] A. Hasan, R.P. Roy, and S.P. Kalra. Heat transfer measurements in turbulent liquid flow through a vertical annular channel. *Journal of heat transfer*, 112(1) :247–250, 1990.
- [45] R.E. Henry. A correlation for the minimum film boiling temperature. In *AIChE Symp., Ser. 70*, volume 138, pages 81–90, 1974.
- [46] A.H. Howard and I. Mudawar. Orientation effects on pool boiling critical heat flux (chf) and modeling of chf for near-vertical surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(9) :1665–1688, 1999.
- [47] Y.Y. Hsu. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer*, 84(3) :207–213, 1962.
- [48] M.L. Huber, A. Laesecke, and R.A. Perkins. Model for the viscosity and thermal conductivity of refrigerants, including a new correlation for the viscosity of R134a. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 42(13) :3163–3178, 2003.
- [49] J.D. Jackson, L.H. Zhu, K.P. Derewnicki, and W.B. Hall. Studies of nucleation and heat transfer during fast boiling transients in water with application to molten fuel-coolant interactions. *Nucl. Energy*, 27(1) :21–29, 1988.
- [50] J. Jung, J. Kim, H. Lee, and S.J. Kim. Measurement of phase distributions on the surface in subcooled pool boiling of fc-72. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 115 :62 – 72, 2017.
- [51] S. Kang, B. Patil, J.A. Zarate, and R.P. Roy. Isothermal and heated turbulent upflow in a vertical annular channel—part i. experimental measurements. *International journal of heat and mass transfer*, 44(6) :1171–1184, 2001.
- [52] O. Kannengieser. *Étude de l'ébullition sur plaque plane en microgravité, application aux réservoirs cryogéniques des fusées Ariane V*. PhD thesis, INPT, 2009.
- [53] Y. Katto and H. Ohno. An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes. *International journal of heat and mass transfer*, 27(9) :1641–1648, 1984.
- [54] H. Kawamura. Experimental and analytical study of transient heat transfer for turbulent flow in a circular tube. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 20 :443–450, 1977.
- [55] J. Kim. Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(12) :1067–1076, 2009.
- [56] Y. Koizumi, M. Shoji, M. Monde, Y. Takata, and N. Nagai. *Boiling : Research and Advances*. Elsevier, 2017.

- [57] C. Konishi, I. Mudawar, and M.M. Hasan. Investigation of localized dryout versus chf in saturated flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67 :131–146, 2013.
- [58] T. Kousksou, A. Jamil, and Y. Zeraouli. Nouvelle technique pour la détermination des capacités thermiques massiques par calorimétrie à balayage. *SFT2009, Vanne-France*, 2009.
- [59] S.S. Kutateladze. On the transition to film boiling under natural convection. *Kotloturboostroenie*, 3 :10–12, 1948.
- [60] S.S. Kutateladze. Heat transfer in condensation and boiling [in russian]. *Google Scholar*, page 231, 1952.
- [61] A. Labergue, J.D. Pena-Carillo, M. Gradeck, and F. Lemoine. Combined three-color lif-pda measurements and infrared thermography applied to the study of the spray impingement on a heated surface above the leidenfrost regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 :1008–1021, 2017.
- [62] D. Legendre, C. Colin, and T. Coquard. Lift, drag and added mass of a hemispherical bubble sliding and growing on a wall in a viscous linear shear flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 366(1873) :2233–2248, 2008.
- [63] J.H. Lienhard and V.K. Dhir. *Extended hydrodynamic theory of the peak and minimum pool boiling heat fluxes*, volume 2270. National Aeronautics and Space Administration, 1973.
- [64] A. Lucic and F. Mayinger. Transportphenomena in subcooled flow boiling. *Heat and mass transfer*, 46(10) :1159–1166, 2010.
- [65] P.J. Marto and W.M. Rohsenow. Effects of surface conditions on nucleate pool boiling of sodium. *Journal of Heat Transfer*, 88(2) :196–203, 1966.
- [66] F. Mayinger. Heat transfer at the phase interface of bubbles collapsing in subcooled liquids and during subcooled boiling. *Heat and mass transfer*, 42(10) :869–874, 2006.
- [67] W.H. McAdams. Review and summary of developments in heat transfer by conduction and convection. *Trans. AIChE*, 36 :1, 1940.
- [68] P.E. McSharry, J.H. Ellepola, J. Von Hardenberg, L.A. Smith, D.B.R. Kenning, and K. Judd. Spatio-temporal analysis of nucleate pool boiling : identification of nucleation sites using nonorthogonal empirical functions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(2) :237–253, 2002.
- [69] A. Moal, V. Georgenthum, and O." Marchand. Scanair : A transient fuel performance code : Part one : General modelling description. *Nuclear Engineering and Design*, 280 :150 – 171, 2014.
- [70] J.-P. Monchau. *Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures*. PhD thesis, Université Paris-Est, 2014.
- [71] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(12) :1419–1433, 1966.
- [72] Commission of the European Communities (CEC). Eurocode 3 : Design of steel structures. part 1-2 : General rules. structural fire design. 1995.
- [73] H. O'Hanley, C. Coyle, J. Buongiorno, T. McKrell, L.W. Hu, M. Rubner, and R. Cohen. Separate effects of surface roughness, wettability, and porosity on the boiling critical heat flux. *Applied Physics Letters*, 103(2) :024102, 2013.

- [74] G. A. Olchowy and J. V. Sengers. A simplified representation for the thermal conductivity of fluids in the critical region. *J. thermophysics*, 10 :417–426, 1989.
- [75] D. Pajani. Thermographie : principes et mesure. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R2740) :R2740–1, 2001.
- [76] J. Petkovsek, Y. Heng, M. Zupancic, H. Gjerkes, F. Cimerman, and I. Golobič. Ir thermographic investigation of nucleate pool boiling at high heat flux. *International Journal of Refrigeration*, 61 :127–139, 2016.
- [77] I.L. Pioro, W. Rohsenow, and S.S. Doerffer. Nucleate pool-boiling heat transfer. i : review of parametric effects of boiling surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(23) :5033–5044, 2004.
- [78] M. H. Rausch, L. Kretschmer, S. Will, A. Leipertz, and A. P. Froba. Density, Surface Tension, and Kinematic Viscosity of Hydrofluoroethers HFE-7000, HFE-7100, HFE-7200, HFE-7300, and HFE-7500. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 60(12) :3759–3765, 2015.
- [79] A. D Reid. Low temperature power generation using HFE-7000 in a Rankine cycle. Master's thesis, San Diego State University, 2010.
- [80] A. Richenderfer, A. Kossolapov, J.H. Seong, G. Saccone, E. Demarly, R. Kommajosyula, E. Baglietto, Buongiorno J., and M. Bucci. Investigation of subcooled flow boiling and chf using high-resolution diagnostics. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 99 :35 – 58, 2018.
- [81] 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.
- [82] A. Sakurai. Mechanisms of transitions to film boiling at chfs in subcooled and pressurized liquids due to steady and increasing heat inputs. *Nuclear Engineering and Design*, 197(3) :301–356, 2000.
- [83] A. Sakurai, M. Shiotsu, and K. Hata. Transient boiling caused by vapor film collapse at minimum heat flux in film boiling. *Nuclear Engineering and Design*, 99 :167–175, 1987.
- [84] A. Sakurai, M. Shiotsu, and K. Hata. Effects of system pressure on minimum film boiling temperature for various liquids. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 3(4) :450–457, 1990.
- [85] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, and K. Fukuda. Photographic study on transitions from non-boiling and nucleate boiling regime to film boiling due to increasing heat inputs in liquid nitrogen and water. *Nuclear Engineering and Design*, 200(1-2) :39–54, 2000.
- [86] P. Sapin, P. Duru, F. Fichot, M. Prat, and M. Quintard. Ébullition en masse dans un milieu poreux modèle. 2013.
- [87] V. Scheiff, N. Baudin, C. Colin, P. Ruyer, and J. Sebilleau. Transient flow boiling in a semi-annular duct : from the onset of nucleate boiling to the fully developed nucleate boiling. *En cours de soumission*, 2018.
- [88] A. Sekiya and S. Misaki. The potential of hydrofluoroethers to replace CFCs, HCFCs, and PFCs. *J. Fluorine Chem.*, 101 :215–221, 2000.
- [89] R. Semeria. Thermodynamique des fluides diphasiques bouillants. *Revue Générale de Thermique*, 12 :211–218, 1973.
- [90] E. Shikha A, C. Shi, Fan-Bill C., and B. Stephen M. Parametric investigation of film boiling heat transfer on the quenching of vertical rods in water pool. *Applied Thermal Engineering*, 140 :139–146, 2018.

- [91] J.C. Sturgis and I. Mudawar. Critical heat flux in a long, rectangular channel subjected to one-sided heating—i. flow visualization. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(10) :1835–1847, 1999.
- [92] G.Y. Su, M. Bucci, T. McKrell, and J. Buongiorno. Transient boiling of water under exponentially escalating heat inputs. part i : Pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 96 :667–684, 2016.
- [93] G.Y. Su, M. Bucci, T. McKrell, and J. Buongiorno. Transient boiling of water under exponentially escalating heat inputs. part ii : Flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 96 :685–698, 2016.
- [94] J. N. Sweet, E. P. Roth, and M. Moss. Thermal conductivity of inconel 718 and 304 stainless steel. *International Journal of Thermophysics*, 8(5) :593–606, 1987.
- [95] N. Takada, S. Matsuo, Y. Tanaka, and A. Sekiya. A gaseous thermal conductivities of new hydrofluoroethers (hfes). *J. Fluorine Chem*, 91 :81–85, 1998.
- [96] T.G. Theofanous, T.N. Dinh, J.P. Tu, and A.T. Dinh. The boiling crisis phenomenon : Part ii : dryout dynamics and burnout. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26(6-7) :793–810, 2002.
- [97] T.G. Theofanous, J.P. Tu, A.T. Dinh, and T.N. Dinh. The boiling crisis phenomenon : Part i : nucleation and nucleate boiling heat transfer. *Experimental thermal and fluid science*, 26(6-7) :775–792, 2002.
- [98] L.S. Tong and J.D. Young. Phenomenological transition and film boiling heat transfer correlation. In *Heat transfer, 1974. Vol. 4*. 1974.
- [99] R. Visentini. *Étude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire*. PhD thesis, Toulouse, INPT, 2012.
- [100] C.H. Wang and V.K. Dhir. On the gas entrapment and nucleation site density during pool boiling of saturated water. *Journal of Heat Transfer*, 115(3) :670–679, 1993.
- [101] C.J. Westbye, M. Kawaji, and B.N. Antar. Boiling heat transfer in the quenching of a hot tube under microgravity. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 9(2) :302–307, 1995.
- [102] J.V. Widiatmo and K. Watanabe. Equations of state for fluorinated ether refrigerants, pentafluoroethyl methyl ether and heptafluoropropyl methyl ether. *Fluid phase equilibria*, 183 :31–39, 2001.
- [103] J.J. Xu. Flow boiling heat transfer in the quenching of a hot surface under reduced gravity conditions. 1998.
- [104] O. Zeitoun and M. Shoukri. Bubble behavior and mean diameter in subcooled flow boiling. *Journal of Heat Transfer*, 118(1) :110–116, 1996.
- [105] Y. Zhou and E.W. Lemmon. preliminary equation. 2012.
- [106] N. Zuber. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). Technical report, Ramo-Wooldridge Corp., Los Angeles, CA (United States) ; Univ. of California, Los Angeles, CA (United States), 1959.