



**HAL**  
open science

# Modélisation, simulation et étude expérimentale de l'ébullition dans le processus de trempe thermique

Gauthier Bourdon

► **To cite this version:**

Gauthier Bourdon. Modélisation, simulation et étude expérimentale de l'ébullition dans le processus de trempe thermique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Toulouse, 2024. Français. NNT : 2024TLSEP098 . tel-04795824

**HAL Id: tel-04795824**

**<https://theses.hal.science/tel-04795824v1>**

Submitted on 21 Nov 2024

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

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

# Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à Toulouse INP

---

Modélisation, simulation et étude expérimentale de l'ébullition  
dans le processus de trempe thermique

---

Thèse présentée et soutenue, le 23 octobre 2024 par

**Gauthier BOURDON**

## École doctorale

MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés

## Spécialité

Dynamique des fluides

## Unité de recherche

IMFT - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

## Thèse dirigée par

Christophe AIRIAU et Sébastien TANGUY

## Composition du jury

Mme Catherine COLIN, Présidente, Toulouse INP

M. Adrien TOUTANT, Rapporteur, Université de Perpignan - PROMES

M. Didier SAURY, Rapporteur, ISAE ENSMA

M. Giovanni GHIGLIOTTI, Examineur, Université Grenoble Alpes

M. Christophe AIRIAU, Directeur de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

M. Sébastien TANGUY, Co-directeur de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

## Membres invités

M. Thomas SAGEAUX, Framatome - Lyon

M. Alejandro Carlos MOURGUES CODERN, Framatome - Le Creusot





# Résumé

La trempe d'une pièce en acier est effectuée durant le processus de production afin d'améliorer sa résistance mécanique. Ce procédé thermique consiste à chauffer la pièce à haute température puis à la plonger dans un réfrigérant à basse température, qui peut entrer en ébullition. La vitesse de refroidissement de l'acier définit sa microstructure et ses propriétés mécaniques. La maîtrise de ce traitement thermique est cruciale pour les pièces en acier intervenant dans le circuit primaire d'une centrale nucléaire. Cette thèse propose une étude numérique et expérimentale des phénomènes d'ébullition générés dans le processus de trempe. Le principal objectif est de développer un modèle de simulation réaliste de la trempe pour des tailles de pièces typiques de l'industrie nucléaire. Une première partie porte sur l'étude de l'ébullition en film autour d'un solide immergé sur la base de simulations numériques directes (DNS) (disque et sphère). Des implémentations ont été réalisées dans le code de calcul DIVA afin de coupler différents modèles permettant de simuler l'ébullition, l'inclusion de frontières immergées, et la variabilité de la masse volumique de la vapeur. Ces couplages ont été validés en se comparant à des corrélations analytiques ou à des résultats expérimentaux. La convergence en temps et en espace a également été étudiée. Une étude paramétrique de l'ébullition en film autour d'une sphère fortement surchauffée et immergée dans un liquide sous-refroidi a finalement été menée. Cette étude a permis de mieux comprendre la répartition du flux massique de changement de phase et la distribution angulaire du nombre de Nusselt.

Dans un second temps, une première étude expérimentale portant sur la trempe d'acier inoxydable SS304L pour différents sous-refroidissements a été effectuée. Cette trempe est réalisée sur les deux extrémités d'un cylindre, positionné horizontalement. La face latérale est isolée thermiquement. Le cylindre a été préalablement chauffé puis refroidi dans de l'air pour créer une large couche d'oxyde à la surface. Par la suite, les trempes sont réalisées dans de l'eau. L'analyse des relevés de température montre une forte dépendance du refroidissement de la pièce au sous-refroidissement. Toutefois, il semble exister un seuil à partir duquel l'augmentation du sous-refroidissement n'accélère plus autant le refroidissement de la pièce en acier. La répétabilité des expériences est également satisfaisante sur trois essais. Ces données pourront être utilisées pour valider des codes de calcul. Bien qu'initialement l'expérience ait été conçue pour mesurer le flux thermique lors de la trempe, il est apparu finalement que l'estimation du flux sur ce dispositif est perturbée par des biais de mesure. L'effet de ces derniers a été quantifié pour une configuration simplifiée. Ces derniers sont d'autant plus importants que le refroidissement est rapide.

Une deuxième expérience de trempe a été réalisée sur un cylindre en acier SS304L, de dimension semi-industrielle, et positionné verticalement. L'instrumentation avec des thermocouples pour cette pièce de grande taille ainsi que la manutention de cette dernière ont posé des difficultés techniques qui ont réduit l'expérience à un seul essai. Les mesures obtenues permettront d'enrichir les bases de données pour valider des codes de calcul. En parallèle, un jumeau numérique a été développé avec le code STAR-CCM+. Il s'appuie sur des corrélations issues de la littérature pour modéliser l'échange de chaleur entre le solide et le fluide. L'écoulement fluide diphasique est traité par un modèle de volume de fluide (VOF) associé à une modélisation URANS de la turbulence de type  $k - \epsilon$  réalisable. Les résultats des simulations comprenant l'ensemble du dispositif expérimental sont en bon accord avec les données expérimentales. Le refroidissement est très bien prédit pour le bas du cylindre, mais le modèle prédit un refroidissement plus rapide pour le milieu et le haut du cylindre.



# Abstract

Quenching a steel piece is performed during the production process to improve its mechanical strength. This thermal process involves heating the part to a high temperature and then immersing it in a low-temperature coolant, which then might boils. The steel cooling rate determines its microstructure and mechanical properties. Controlling this heat treatment is crucial for steel pieces used in the primary circuit of a nuclear power plant. This thesis proposes a numerical and experimental study of the boiling phenomena generated in the quenching process. The main objective is to develop a realistic simulation model of the quenching process for piece sizes typical of the nuclear industry.

The first part of the study focuses on film boiling around an immersed solid based on direct numerical simulations (DNS) (disk and sphere). Implementations have been made in the DIVA code to couple different models for simulating boiling, including immersed boundaries, and vapor density variability. These couplings were validated by comparison with analytical correlations or experimental results. Convergence in time and space has also been investigated. Finally, a parametric study of film boiling around a highly superheated sphere immersed in a subcooled liquid was carried out. This led to a better understanding of the phase-change mass flux distribution and the angular distribution of the Nusselt number.

Secondly, an initial experimental study was carried out on the quenching of SS304L stainless steel at different subcooling temperatures. Quenching is performed on both ends of a horizontally positioned cylinder. The side face is thermally insulated. The cylinder was first heated and then cooled in air to create a thick oxide layer on the surface. Quenching is then carried out in water. Analysis of the temperature readings shows a strong dependence of cooling on subcooling. However, there appears to be a threshold at which increasing subcooling no longer accelerates the cooling of the steel piece to the same extent. The repeatability of the experiments is also satisfactory for all three tests. These data can be used to validate calculation codes. Although the experiment was initially designed to measure the heat flux during quenching, it eventually became apparent that the experimental setup did not allow for a correct estimation of this flux due to measurement biases. The effect of these biases has been quantified for a simplified configuration. The more rapid the cooling, the greater the bias.

A second quenching experiment was carried out on a semi-industrial SS304L steel cylinder, positioned vertically. Instrumentation with thermocouples for this large piece, as well as its handling, posed technical difficulties that reduced the experiment to a single trial. The measurements obtained will be used to enrich databases for validating calculation codes. In parallel, a digital twin has been developed with the CFD code STAR-CCM+. It uses correlations from the literature to model heat exchange between the solid and the fluid. Two-phase fluid flow is considered using a volume of fluid (VOF) model, combined with URANS  $k - \epsilon$  realizable turbulence modeling. The results of simulations involving the entire experimental set-up are in good agreement with the experimental data. Cooling is very well predicted for the bottom of the cylinder, but the model predicts faster cooling for the middle and top of the cylinder.



# Remerciements

Je ne crois pas au talent inné, à l'humain providentiel ni même à la méritocratie. Car bien que nous héritions des gènes de nos ancêtres, nous héritons avant tout d'un cadre social, d'un milieu dans lequel nous pouvons découvrir, expérimenter, nous tromper, encore et encore, pour finalement construire de nouvelles choses et, surtout, nous construire nous-mêmes. Ainsi, bien qu'un travail intense soit nécessaire pour mener à bien un projet tel qu'une thèse, rien n'aurait pu aboutir sans cet environnement qui m'accompagne depuis le début. Il arrive souvent qu'on l'oublie, pris dans la précipitation, pourtant il persiste tout ce temps, nous aidant parfois, nous faisant évoluer sans même que nous nous en rendions compte. Il nous soumet également à des épreuves difficiles, parfois trop même. Bien que ce dernier dépasse le cadre de cette thèse, il me tient à coeur de remercier au moins une partie de cet environnement qui m'a permis d'achever ces trois années de recherche, qui m'ont profondément transformé, et qui, je l'espère, contribueront modestement à l'avancement de la connaissance scientifique dans le domaine de la mécanique des fluides.

Tout d'abord, je tiens à remercier l'environnement le plus proche de mon travail de recherche, c'est-à-dire tous mes encadrants. Mon directeur de thèse, Christophe Airiau, a fait preuve de beaucoup de pédagogie pour me transmettre son expérience de la recherche, notamment en me montrant comment tirer de la connaissance là où je pensais qu'il n'y avait que des échecs. Sébastien Tanguy, mon co-directeur de thèse, m'a permis d'approfondir mes réflexions, notamment avec l'une de ses phrases favorites : *Le diable se cache dans les détails*. Je le remercie également pour son écoute et son humanité face à mes interrogations sur mon futur choix de carrière après la thèse. À tous les deux, je souhaite souligner vos compétences d'encadrement; même si la plupart du temps nous étions éloignés géographiquement, vous avez su mener à bien cette mission en étant toujours disponibles et à l'écoute. Je remercie également tous les autres membres de l'équipe de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse qui m'ont accueilli pendant quelques mois durant cette thèse.

Ensuite, je remercie mes encadrants du côté industriel. Je commence naturellement par Nicolas Viens, qui a mené la construction de ce projet de thèse avec les collaborateurs du monde académique. Bien que nous n'ayons pu travailler ensemble que peu de temps avant ton départ de l'entreprise, ton enthousiasme et ton énergie ont permis à ce projet de voir le jour. Merci également à Maxi Cadet, qui a pris la suite de Nicolas Viens. Au quotidien, je remercie l'équipe lyonnaise, avec Thomas Sageaux et Arthur Lemarchand, qui m'ont suivi depuis le début jusqu'à la fin de la thèse sur tous les sujets et ont apporté leur expertise industrielle sur la simulation numérique et la trempe. Il y a également tous les membres de l'équipe du Creusot, avec Flavien Paquereau, qui m'a énormément aidé pour la mise en place de l'expérience à échelle semi-industrielle. Ton investissement dans la coordination du projet a été décisif pour que cette expérience ait pu se dérouler et apporter des résultats intéressants. Ces mêmes remerciements s'adressent également à Mouad Daoudi et Alejandro Mourgues-Codern, avec qui j'ai eu le plaisir de mener les expériences de trempe et de discuter de notre compréhension respective des phénomènes d'ébullition durant, souvent, de longues mais néanmoins enrichissantes discussions. Évidemment, d'autres interactions avec les employés de Framatome ont eu lieu, et m'ont permis d'avancer au mieux dans mes travaux de recherche, mais je ne pourrais tous les citer ici.

Comme l'exige le monde de la recherche, dont j'ai été très honoré de faire partie pendant cette thèse, chaque travail doit être validé par les pairs. C'est pourquoi j'adresse mes remerciements aux membres du jury de cette thèse pour le temps qu'ils ont accordé à la découverte de mes travaux et à leur évaluation. Je les remercie par avance pour les remarques pertinentes qu'ils apporteront et j'espère pouvoir encore faire évoluer ma compréhension de ce domaine grâce à nos discussions futures.

Ensuite, je remercie tous mes collègues. Je commencerai par mes confrères de l'Institut de Mécanique des Fluides. Tout d'abord, Guillaume, pour sa bonne humeur, son humour et sa connaissance profonde du code DIVA, qui m'a été très utile tout au long de ma thèse. Il y a aussi Léo, pour sa bonne humeur et sa dévotion en tant que VPS et taxi personnel. Bien qu'étant resté peu de temps à Toulouse, j'ai également pu partager de bons moments avec les autres doctorants, notamment Loric, Sergiu et Marie, tous trois travaillant également sur le code DIVA. Du côté industriel, à Lyon, j'ai pu également profiter de parties de

Quinche endiablées le midi avec notamment Zéli, Étienne, Jeff, Alexis, Robin et Hugo, pour ne citer que les principaux joueurs. Il est maintenant de notoriété publique que, pour moi, les pauses sont importantes lors d'une journée de travail, et j'ai toujours pu compter sur les compères Basile Bazin, Camille et Aude pour discuter un petit (petit ?) quart d'heure dans la salle de pause. Je n'oublie pas non plus les débats, échanges de recettes de cuisine et autres réflexions qui ont eu lieu dans ce même endroit. Je pense que les principaux concernés, déjà nommés dans ces remerciements, se reconnaîtront facilement. Je n'oublie pas Basile Amice pour toutes les séances d'escalade post-travail et les sorties en montagne.

Au début de la thèse, on m'avait annoncé que la thèse est bien plus qu'un projet professionnel. Et en effet, c'est un travail qui affecte, déborde et nous change également sur le plan privé. C'est pourquoi il est également important de remercier les personnes qui m'ont soutenu en dehors du travail. Je commencerai par ceux qui l'ont fait depuis toujours, même avant ma thèse : ma famille. Ainsi, je remercie mes parents de m'avoir tôt présenté le monde de la science, alors qu'eux-mêmes ne sont pas scientifiques. C'est, je pense, de là que vient ma curiosité, mon envie de comprendre le monde dans sa globalité. Je les remercie également de m'avoir fait découvrir très jeune la musique, et par la suite de me l'avoir enseignée. Cela m'a été d'une grande aide pour décompresser durant cette thèse. Je remercie évidemment aussi mon frère, avec qui nous avons toujours pu échanger sur des sujets techniques. Nul doute que cela a exercé une influence sur ma manière de concevoir le monde.

Il y a également tous mes amis. Je vais commencer par le gang lyonnais avec Camille, Juliette, Charlotte et Hugo, avec qui j'ai passé de superbes moments, que ce soit lors de treks où j'ai souvent été au bout de ma vie, sur les pistes de ski ou tout simplement en terrasse avec une *binch'*. Par ailleurs, bonne chance à Juliette et Hugo pour la fin de leur thèse ! Juste à côté de Lyon, il y a bien sûr Aude, spécialiste en organisation de fêtes dans son jardin maintenant, où il ne manque jamais d'y avoir un petit goûter ! Une mention spéciale pour mes colocataires Victor et Baptiste, qui ont parfois fait mine d'écouter mes problèmes de thèse, mais qui ont surtout toujours eu le mot pour rire. Mathilde, je ne t'ai pas incluse dans l'effectif de la colocation, malgré tout le temps passé et tes investissements matériels conséquents dans cette dernière, mais les mêmes remarques te sont valables. Je salue également la délégation locale de tous les confrères de la Grape pour les petites soirées cuisine. Ensuite, il y a tous les amis grenoblois que j'ai eu l'occasion de voir de nombreuses fois durant ces trois ans, que ce soit à la montagne au soleil, ou sous la pluie, ou plus simplement pour des soirées, crémaillères et autres mariages. Bien que vous le sachiez, le TER qui nous relie est souvent capricieux, je ne me lasse pas des bons moments passés ensemble. Promis, l'année prochaine, je n'écrirai pas de thèse et on pourra partir en vacances ensemble.

Ce dernier paragraphe prend un peu plus de recul et s'adresse à tous ceux que je ne connais pas ou que j'ai peu connu, mais qui ont fait partie de l'environnement qui m'a permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Je pense en premier lieu à tous ces humains qui nous permettent de manger chaque jour et dont la société ne valorise pas autant qu'elle le devrait ce travail essentiel. À tous ceux qui produisent l'énergie bas carbone, assurent la disponibilité de l'eau potable, maintiennent les télécommunications opérationnelles, et à tous ceux qui soignent les personnes. Sur ce dernier point, je tiens à remercier les soignants qui se sont occupés de moi, notamment sur la deuxième moitié de ma thèse, et qui m'ont permis de la finir dans de meilleures conditions.

De manière générale, les recherches présentées dans ce manuscrit sont certes signées de mon nom, mais n'auraient jamais pu voir le jour sans toute cette organisation, cette société et la participation de chaque humain dans cette dernière. Chance est de constater que j'ai hérité d'un environnement bien plus propice à la recherche que la plupart des humains vivant sur Terre. J'espère que ce travail, et surtout ceux que je mènerai par la suite, pourront modestement contribuer à améliorer l'environnement de tous.

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>XIX</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction aux échanges de chaleur lors de la trempe</b>	<b>5</b>
1.1 Enjeu métallurgique de la trempe	6
1.2 Phénoménologie de l'ébullition	9
1.2.1 Courbe d'ébullition	9
1.2.2 Ébullition en film	9
1.2.3 Ébullition en film instable et régime de transition	11
1.2.4 Ébullition nucléée	12
1.2.5 Courbe d'ébullition expérimentale en transitoire	12
1.3 Modélisation physique et corrélations	14
1.3.1 Échange de chaleur en ébullition en film	14
1.3.2 Température minimale d'ébullition en film	18
1.3.3 Ébullition en film instable et régime de transition	22
1.3.4 Ébullition nucléée	24
1.4 Modèle numérique et simulation	26
1.4.1 Simulation numérique directe	26
1.4.2 Modélisation numérique de trempe avec des corrélations d'échange de chaleur	29
1.5 Conclusion	31
<b>2 Simulation directe de l'ébullition en film</b>	<b>33</b>
2.1 Équations fondamentales	34
2.1.1 Écoulement incompressible monophasique	34
2.1.2 Écoulement bas Mach monophasique	36
2.1.3 Extension aux écoulements diphasiques sans changement de phase	38
2.1.4 Cas avec changement de phase	40
2.2 Méthode numérique	42
2.2.1 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique incompressible	42
2.2.2 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique bas Mach	43
2.2.3 Résolution des équations fondamentales avec frontières immergées pour un écoulement monophasique	44
2.2.4 Localisation de l'interface	47
2.2.5 La méthode des cellules fantômes	48
2.2.6 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique incompressible avec changement de phase	50
2.2.7 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique bas Mach avec changement de phase	52
2.2.8 Résolution avec inclusion de frontières immergées dans un écoulement diphasique avec changement de phase	53
2.2.9 Discrétisation spatiale et temporelle	53
2.3 Cas test : convection naturelle	54
2.3.1 Présentation du cas de référence	54
2.3.2 Paramètres de la simulation avec le code DIVA	54
2.3.3 Convergence en espace	55

2.3.4	Étude paramétrique	56
2.4	Cas test : ébullition en film sans sous-refroidissement	58
2.4.1	Description du cas	58
2.4.2	Résultats et discussion	59
2.5	Ébullition en film autour d'une sphère dans un liquide sous-refroidi	60
2.5.1	Description de l'étude paramétrique	60
2.5.2	Résultats et discussion	61
2.6	Conclusion	67
<b>3</b>	<b>Étude expérimentale de la trempe</b>	<b>69</b>
3.1	Dispositif expérimental	70
3.1.1	Bac de trempe et cylindre trempé	70
3.1.2	Instrumentation	71
3.1.3	Protocole expérimental	72
3.1.4	Formalisme des résultats	73
3.2	Résultats et discussion	74
3.2.1	Chauffe	74
3.2.2	Condition de trempe	75
3.2.3	Trempe avec un sous-refroidissement de 85°C	75
3.2.4	Trempe avec un sous-refroidissement de 60°C	78
3.2.5	Trempe avec un sous-refroidissement de 40°C	80
3.2.6	Comparaison du refroidissement en fonction du sous-refroidissement	81
3.3	Difficultés pour estimer correctement le flux en paroi	82
3.3.1	Le problème inverse de conduction	82
3.3.2	Les biais intrinsèque des problèmes inverses de conduction	84
3.3.3	Effet de la distance à la paroi du relevé de température sur le problème inverse de conduction	85
3.3.4	Biais expérimentaux	87
3.4	Conclusion	90
<b>4</b>	<b>Étude expérimentale et numérique d'une trempe à échelle semi-industrielle</b>	<b>93</b>
4.1	Dispositif expérimental	94
4.1.1	Géométrie	94
4.1.2	Instrumentation	94
4.1.3	Protocole expérimental	96
4.2	Résultats expérimentaux	96
4.2.1	Déroulement de l'expérience	96
4.2.2	Courbes de refroidissement	97
4.3	Modèle numérique	100
4.3.1	Équations fondamentales et modèle numérique	100
4.3.2	Échange de chaleur lors de l'ébullition	102
4.3.3	Géométrie, condition initiales et immersion	105
4.4	Résultats numériques	107
4.4.1	Formalisme des résultats	107
4.4.2	Convergence en temps	107
4.4.3	Convergence en maillage	109
4.4.4	Résultats et discussion	109
4.5	Conclusion	116
	<b>Conclusion générale et perspective</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>122</b>
<b>Annexe A</b>	<b>Propriétés thermophysiques de l'acier inoxydable SS304L</b>	<b>131</b>
A.1	Capacité calorifique	131
A.2	Masse volumique	132
A.3	Conductivité thermique	132
A.4	Émissivité	132

<b>Annexe B Résultats complémentaires des expériences de trempe</b>	<b>135</b>
B.1 Sous-refroidissement de 85°C	135
B.2 Sous-refroidissement de 60°C	139
B.3 Sous-refroidissement de 40°C	142
<b>Annexe C Compléments expérience à échelle semi-industrielle</b>	<b>145</b>
C.1 Tableau des évènements	145
C.2 Instrumentation	146
C.2.1 Position des thermocouples	146



# Table des figures

1	Approvisionnement total en énergie primaire (ATEP) mondiale en pétajoule en fonction des années. . . . .	2
2	Limite planétaire à ne pas franchir afin de garantir la sécurité des humains d'un point de vu environnemental. . . . .	3
1.1	Diagramme de phase du système Fer - Carbone [26]. . . . .	7
1.2	Diagramme de refroidissement continu de l'acier DIN 42CrMo4 [42]. . . . .	8
1.3	Microstructure d'un acier avec 0,45 % de carbone après un refroidissement continu de 800°C à 500°C en 100 s. La photo présente un arrangement de ferrite et perlite prise par Liscic et al. [73]. . . . .	8
1.4	Courbe d'ébullition en refroidissement avec les différents régimes d'ébullition de l'eau. . . . .	10
1.5	Courbe d'ébullition obtenue par Honda et al. [47]. . . . .	11
1.6	Courbes d'ébullition pour plusieurs sous-refroidissement obtenues par Li et al. [71] pour des cylindres en acier inoxydable. . . . .	13
1.7	Courbes d'ébullition obtenues par Babu and Prasanna Kumar [6] pour la trempe de cylindres en position verticale en acier inoxydable pour plusieurs surchauffes initiales avec un sous-refroidissement de $\Delta T_{sub} = 32^\circ\text{C}$ . . . . .	13
1.8	Flux de chaleur, $q_w$ , pendant le régime d'ébullition en film en fonction de la surchauffe $\Delta T_{sup}$ pour un cylindre positionné horizontalement de diamètre $D = 420$ mm. La corrélation de Bromley [16] est représentée avec et sans l'apport du rayonnement pour la vitesse nulle et celle de Bromley et al. [17] est tracée pour les autres vitesses. . . . .	15
1.9	Courbe d'ébullition en film donnée par la corrélation de Sakurai et al. [100] pour plusieurs sous-refroidissements $\Delta T_{sub}$ , pour un cylindre horizontal de diamètre $D = 420$ mm. . . . .	17
1.10	Température minimum d'ébullition en film en fonction du sous-refroidissement. Les données expérimentales ont été obtenues pour des cylindres en acier immergés verticalement. . . . .	20
1.11	Évolution du rapport $T_{mf,b,MS}/T_{mf,b,RS}$ en fonction du nombre de Biot hybride dans l'article de Jun-young et al. [54]. . . . .	21
1.12	Schéma des contacts liquide-solide durant l'ébullition en film instable selon Yagov et al. [130].	23
1.13	Résolution d'une vitesse imaginaire selon les méthodes RANS, LES et DNS. Cette visualisation est inspirée du cours de Franck [35]. . . . .	27
1.14	Représentation des différentes méthodes de suivi d'interface dans des simulations numériques.	28
1.15	Illustration de la méthode de la fonction delta proposée par Scardovelli and Zaleski [101]. La fonction $f$ discontinue à l'interface est lissée dans une zone de raccord largeur $\delta$ autour de l'interface. . . . .	28
1.16	Simulation numérique directe de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal en 3D dans un liquide à température de saturation [114]. . . . .	29
2.1	Schéma d'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal et d'une particule fluide traversée par une interface liquide-vapeur. . . . .	39
2.2	Représentation d'une fonction distance signée en 2D pour un cercle. L'intérieur du domaine est négatif et l'extérieur positif. L'isocourbe $\Phi_s = 0$ représente l'interface. . . . .	44
2.3	Représentation d'une frontière immergée entre un solide et un fluide. Les ronds creux représentent le centre des cellules, les ronds pleins, les nœuds du maillage et les carrés représentent les points de la grille décalés pour le calcul de la vitesse. . . . .	45
2.4	Représentation de cellule fantôme autour d'une interface dans un cas une dimension où un champ physique $A$ est discontinue à l'interface. . . . .	48
2.5	Champ de température à $t = 2,0409$ s et domaine de simulation avec les conditions limites pour la simulation de convection naturelle dans de l'air. . . . .	55

2.6	Nombre de Nusselt en fonction du temps pour le cas 1 du tableau 2.3 pour différents maillages.	56
2.7	Représentation du champ thermique et de la vitesse pour la convection naturelle autour d'un cylindre dans de l'air à $t = 2,0409$ s.	57
2.8	Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour la convection naturelle autour d'un cylindre dans de l'air.	57
2.9	Domaine de simulation et conditions limites pour la simulation de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à température de saturation.	58
2.10	Nombre de Nusselt en fonction du temps pour différents maillages dans le cas de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à température de saturation.	60
2.11	Champ de température à différents instants pour l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à saturation pour un maillage de $2048 \times 4096$ cellules.	60
2.12	Champ de vitesse à plusieurs localisations pour l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à saturation pour un maillage de $2048 \times 4096$ cellules. Sur l'image a) seul un vecteur sur quatre est représenté pour une meilleure lisibilité. Sur les autres images, tous les vecteurs sont représentés.	61
2.13	Débit local de changement de phase en bas de la sphère pour $Ja_{sup} = 1,51$ .	62
2.14	Interface liquide-vapeur dans un régime pseudo-stationnaire et champ thermique autour de sphères soumises à de l'ébullition en film dans un milieu sous-refroidi pour des nombres de Jakob $Ja_{sup} = 3,32$ à $t = 0,18164$ s et $Ja_{sup} = 1,51$ .	63
2.15	Nombre de Nusselt angulaire, $Nu_{\theta}$ , en fonction de la coordonnée angulaire. Les lignes en pointillés correspondent au nombre de Nusselt dans une hypothèse où l'échange de chaleur est purement conductif, $Nu_c$ défini à l'équation (2.126). Les lignes pleines correspondent au résultat du calcul numérique direct.	64
2.16	Instantanés des lignes de courant en haut de la sphère et du champ de vitesse dans la zone pincée pour l'ébullition en film autour d'une sphère pour $Ja_{sup} = 1,51$ .	64
2.17	Épaisseur du film de vapeur en fonction de la coordonnée angulaire pour $Ja_{sup} = 1,51$ .	65
2.18	Débit de changement de phase sans dimension en fonction de la coordonnée angulaire.	65
2.19	Profil de vitesse radial pour $Ja_{sup} = 1,51$ et débit massique sans dimension pour $Ja_{sup} = 1,85$ à l'état pseudo-stationnaire de l'ébullition en film autour d'une sphère dans un milieu sous-refroidi pour respectivement. Un point ne représente pas une maille.	66
2.20	Nombre de Nusselt global et volume de la vapeur sans dimension en fonction du nombre de Jakob de surchauffe pour les simulations d'ébullition en film autour d'une sphère dans un milieu sous-refroidi.	67
3.1	Vue latérale du dispositif expérimental pour la trempe d'acier inoxydable dans de l'eau.	71
3.2	Vue du dessus du dispositif expérimental pour la trempe d'acier inoxydable dans de l'eau.	71
3.3	Instrumentation du cylindre.	72
3.4	Vue de face de l'immersion de la face trempée droite pendant l'expérience de trempe pour l'expérience avec un sous-refroidissement de $60^{\circ}\text{C}$ pour la première répétition.	73
3.5	Profil de température 60 s avant la trempe.	74
3.6	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.	76
3.7	Thermogramme obtenu sur le plan AA et DD moyenné sur les trois expériences de trempe avec un sous-refroidissement de $85^{\circ}\text{C}$ . L'écart-type est représenté pour chaque courbe avec une enveloppe de couleur.	76
3.8	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension pendant la trempe des thermocouples placés dans la coupe AA.	77
3.9	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension pendant la trempe des thermocouples placés dans la coupe BB.	77
3.10	Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de $85^{\circ}\text{C}$ .	78
3.11	Thermogrammes moyennés sur les trois expériences de trempe avec un sous-refroidissement de $60^{\circ}\text{C}$ .	79
3.12	Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de $60^{\circ}\text{C}$ .	79
3.13	Thermogrammes moyennés sur les deux expériences de trempe avec un sous-refroidissement de $40^{\circ}\text{C}$ .	80
3.14	Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de $40^{\circ}\text{C}$ .	81

3.15	Température moyenne sans dimension en fonction du temps sans dimension pour plusieurs sous-refroidissements. . . . .	82
3.16	Maximum de la vitesse de refroidissement moyennée pour chaque sous-refroidissement. . . . .	82
3.17	Illustration d'un problème inverse de conduction avec la zone directe et la zone indirecte. . . . .	83
3.18	Schéma de fonctionnement de l'IHCP numérique. . . . .	83
3.19	Distance maximale de détection en fonction de la fréquence du flux en paroi pour de l'acier inoxydable à 800 °C. . . . .	85
3.20	Courbe d'ébullition pour le calcul direct et celles obtenues avec la résolution de l'IHCP. . . . .	87
3.21	Courbe d'ébullition par aspersion fictive issue de l'article de Gomez et al. [40]. . . . .	88
3.22	Schéma simplifié d'un thermocouple dans un milieu de mesure. . . . .	89
3.23	Température à 1 mm de la paroi pour le calcul direct et après application du modèle du thermocouple pour plusieurs constantes de relaxation, $\tau$ . . . . .	89
3.24	Courbe d'ébullition pour le calcul direct et l'IHCP avec le modèle de thermocouple. La température à 1 mm est utilisée pour l'IHCP. . . . .	90
4.1	Géométrie de l'expérience. . . . .	94
4.2	Instrumentation du cylindre. Chaque point représente un thermocouple, et les numéros sont les identifiants des thermocouples. . . . .	95
4.3	Transport et trempé du cylindre en acier inoxydable. Le temps est sans dimension et correspond à 1000 $\tilde{t}$ . . . . .	96
4.5	Thermogramme du profil radial en bas du cylindre. . . . .	97
4.4	Position des thermocouples en bas du cylindre. . . . .	97
4.6	Position des thermocouples au milieu du cylindre. . . . .	98
4.7	Thermogramme du profil radial au milieu du cylindre. . . . .	99
4.8	Position des thermocouples en haut du cylindre. . . . .	99
4.9	Thermogramme du profil radial en haut du cylindre. . . . .	100
4.10	Modèle de la courbe d'ébullition utilisé dans le modèle numérique. Les annotations se réfèrent à la courbe avec un sous-refroidissement de 80°C. . . . .	104
4.11	Évaluation de la température liquide prise en compte dans le calcul des corrélations utilisées dans le modèle numérique de trempé. . . . .	105
4.12	Conditions limites pour la simulation de trempé à échelle semi-industrielle. . . . .	106
4.13	Évolution de la température de paroi en bas, au milieu et en haut du cylindre pour différentes valeurs de $C_\alpha$ . . . . .	108
4.14	Évolution de la température de paroi en bas, au milieu et en haut du cylindre pour différentes valeurs de $\Delta x_{\Gamma_w}$ . . . . .	109
4.15	Régime d'ébullition pour plusieurs valeurs de temps sans dimension $\tilde{t}$ . . . . .	111
4.16	Fraction volumique de vapeur, $\chi_v$ , pour plusieurs valeurs de temps sans dimension $\tilde{t}$ . . . . .	111
4.17	Champ thermique pour plusieurs valeurs de temps sans dimension $\tilde{t}$ . Dans le solide, le champ est représenté par le rapport entre la surchauffe et la surchauffe initiale, $\Delta T_{sup}/\Delta T_{sup,0}$ , et dans le fluide, il est représenté avec le rapport entre le sous-refroidissement et le sous-refroidissement initial $\Delta T_{sub}/\Delta T_{sub,0}$ . . . . .	112
4.18	Champ de vitesse pour plusieurs valeurs de temps sans dimension $\tilde{t}$ . L'échelle de couleur représente la norme de la vitesse par rapport à la vitesse d'immersion moyenne, $\ \mathbf{u}_{immers}\ $ . . . . .	113
4.19	Résultats de la simulation de trempé pour le bas du cylindre. . . . .	113
4.20	Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension pour le bas du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d'apprécier la tendance des courbes. . . . .	114
4.21	Résultats de la simulation de trempé pour le milieu du cylindre . . . . .	115
4.22	Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension au milieu du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d'apprécier la tendance des courbes. . . . .	115
4.23	Résultats de la simulation de trempé pour le haut du cylindre. . . . .	116
4.24	Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension au bas du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d'apprécier la tendance des courbes. . . . .	116
A.1	Capacité calorifique isobare de l'acier SS304L, données expérimentales et corrélations. . . . .	131
A.2	Masse volumique de l'acier SS304L, données expérimentales et corrélations. . . . .	132
A.3	Conductivité thermique de l'acier SS304L, données expérimentales et corrélations. . . . .	133

A.4	Évolution de l'émissivité en fonction de la température pour des aciers inoxydables. <b>PM</b> : poli mécaniquement, <b>PE</b> = polissage par électron. (1) Bogaard et al. [11], (2) Roger et al. [97], (3) Shurtz [108].	133
B.1	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.	135
B.2	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan DD.	136
B.3	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.	136
B.4	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.	137
B.5	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.	137
B.6	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.	138
B.7	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.	139
B.8	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan DD.	139
B.9	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.	140
B.10	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.	140
B.11	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.	141
B.12	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.	141
B.13	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.	142
B.14	Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan DD.	142
B.15	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.	143
B.16	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.	143
B.17	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.	144
B.18	Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.	144

# Liste des tableaux

1.1	Résumé des corrélations d'échange de chaleur en ébullition en film avec les phénomènes considérés pour chacune. . . . .	18
1.2	Prise en compte de différents paramètres pour les corrélations de température minimum d'ébullition en film. PPH : plaque plane horizontale, nat : naturelle. . . . .	22
1.3	Valeur de $q_v$ et $q_\ell$ en fonction de la température de paroi dans le modèle de Kamenicky et al. [56]. . . . .	30
2.1	Équations fondamentales pour un système diphasique incompressible avec changement de phase. . . . .	42
2.2	Équations fondamentales pour le modèle bas Mach pour un système diphasique avec changement de phase. . . . .	42
2.3	Convection naturelle de l'air autour d'un cylindre horizontal isotherme : conditions expérimentales des expériences de Atayılmaz and Teke [3]. . . . .	54
2.4	Convergence du nombre de Nusselt pour le cas 1. L'erreur est relative au résultat obtenu avec le maillage $4096 \times 8192$ . . . . .	56
2.5	Propriétés thermophysiques du liquide et de la vapeur pour la simulation d'ébullition en film. . . . .	59
3.1	Sous-refroidissement effectif et vitesse de remplissage du bac pour chaque expérience. . . . .	75
3.2	Résumé des corrélations ou équations utilisées pour imposer le flux à la paroi en fonction de la température du mur pour le calcul direct. . . . .	86
4.1	Convergence de la température de paroi pour différentes valeurs de $C_\alpha$ . . . . .	108
4.2	Convergence de la température de paroi pour différentes valeurs de $\Delta x_{\Gamma_w}/D$ . . . . .	110
A.1	Composition chimique de l'acier SS304L en % de masse . . . . .	131
C.1	Tableau évènementiel de la trempe sans agitation . . . . .	145
C.2	Position des thermocouples. EE : électro-érosion. PF : perçage foret. . . . .	146



# Nomenclature

## Abréviations

RPI	<i>Rensselaer Polytechnic Institute</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamic</i> ou mécanique des fluides numérique
VOF	<i>Volume Of Fluid</i> ou volume de fluide
LS	<i>Level-Set</i> ou niveau fixe
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> ou simulation numérique directe
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i> ou Navier-Stokes moyennées
LES	<i>Large Eddy Simulation</i> ou simulation des grandes échelles
LMN	<i>Low Mach Number</i> ou bas Mach
GFM	<i>Ghost Fluid Method</i> ou méthode des fluides fantômes
TC	Thermocouple
IHCP	<i>Inverse Heat Conduction Problem</i> ou problème de conduction inverse

## Grandeurs physiques

$T$	Température (K)
$\Theta$	Température sans dimension
$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_t$	Sous-refroidissement (K)
$\Delta T_{sup} = T_w - T_{sat}$	Surchauffe (K)
$p$	Pression totale (Pa)
$P$	Pression thermodynamique (Pa)
$\tilde{p}$	Pression hydrodynamique (Pa)
$\mathbf{u} = (u, v, w)$	Vecteur vitesse ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\mathbf{x} = (x, y, z)$	Vecteur position (m)
$\kappa$	Courbure ( $\text{m}^{-1}$ )
$q_m$	Débit massique ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}$	Débit massique de changement de phase ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\tilde{r}$	Coordonnée radiale sans dimension
$\tilde{t}$	Temps sans dimension
$D$	Diamètre (m)

$L$	Longueur (m)
$\mu = \nu \rho$	Viscosité dynamique ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) ou ( $\text{Pa.s}^{-1}$ )
$\nu$	Viscosité cinématique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$C_p$	Capacité calorifique massique isobare ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$C_v$	Capacité calorifique massique isochore ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$\rho$	Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$k$	Conductivité thermique ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ )
$\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$	Diffusivité thermique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$e = \sqrt{k \rho C_p}$	Éffusivité thermique ( $\text{J/m}^2/\text{K/s}^{1/2}$ )
$h_{\ell \rightarrow v}$	Enthalpie de changement d'état liquide à vapeur ou chaleur latente ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$v$	Volume molaire ( $\text{m}^3.\text{mol}^{-1}$ )
$\epsilon$	Émissivité d'une paroi soumise à des transferts de chaleur radiatif
$\sigma$	Tension superficielle ( $\text{N.m}^{-1}$ )
$L_{\text{cap}} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)}}$	Longueur capillaire (m)
$\Gamma$	Interface
$\delta$	Épaisseur du film de vapeur (m)
$d_d$	Diamètre de départ des bulles de vapeur (m)
$h$	Coefficient de transfert de chaleur ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )
$q$	Flux de chaleur surfacique ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$\underline{\underline{D}} = \frac{\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T}{2}$	Tenseur des déformations (1/s)
$\underline{\underline{T}}_s$	Tenseur de contrainte surfacique (Pa)
$\underline{\underline{I}}$	Tenseur identité (Pa)

## Constantes physiques

$\sigma_{SB}$	Constante de Stephan-Boltzmann, $5.67 \times 10^{-8}$ ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ )
$g$	Accélération normale de la pesanteur terrestre, $9.81$ ( $\text{m.s}^{-2}$ )

## Nombres sans dimensions

$\text{Re}_x = \frac{u x}{\nu}$	Nombre de Reynolds : rapport des forces inerties sur les forces visqueuses
$\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{k}$	Nombre de Prandtl : rapport entre la quantité de mouvement et la diffusivité thermique
$\text{Ja}_{\text{sup}} = \frac{C_{p_v} \Delta T_{\text{sup}}}{h_{\ell \rightarrow v}}$	Nombre de Jakob de surchauffe : rapport entre la chaleur sensible de la vapeur et chaleur latente
$\text{Ja}_{\text{sub}} = \frac{C_{p_\ell} \Delta T_{\text{sub}}}{h_{\ell \rightarrow v}}$	Nombre de Jakob de sous-refroidissement : rapport entre la chaleur sensible du liquide et la chaleur latente
$\text{Nu}_x = \frac{h x}{k}$	Nombre de Nusselt : rapport entre échange convectif et conductif

$Gr_x = \frac{g(\rho_\ell - \rho_v)x^3}{\rho_v \nu_v^2}$	Nombre de Grasshoff vapeur diphasique : rapport des forces de gravité et des forces visqueuses
$Ra_x = Pr Gr_x$	Nombre de Rayleigh : rapport entre transport de chaleur par conduction et le transport par convection.
$Bi_x = \frac{h x}{k}$	Nombre de Biot : traduit la compétition entre convection et conduction pour un solide
$Fr_x = \frac{u}{\sqrt{g x}}$	Nombre de Froude : rapport entre l'énergie cinétique et potentielle de pesanteur.

## Indices

<i>sat</i>	Saturation
<i>ℓ</i>	Liquide
<i>v</i>	Vapeur
<i>s</i>	Solide
<i>w</i>	Wall ou paroi
<i>cr</i>	Critique
<i>chf</i>	Critical Heat Flux ou flux critique
<i>mfb</i>	Minimum Film Boiling ou minimum d'ébullition en film
<i>fb</i>	Film Boiling ou ébullition en film
<i>ufb</i>	Unstable Film Boiling ou ébullition en film instable
<i>sub</i>	Subcooled ou sous-refroidi
<i>sup</i>	Superheated ou surchauffé
<i>nc</i>	Natural Convection ou convection naturelle
<i>nb</i>	Nucleate Boiling ou ébullition nucléée
<i>c</i>	Conductif
<i>L</i>	Linéique
<i>V</i>	Volumique

## Opérateurs et vecteurs

$\nabla$	Gradient
$\nabla^s$	Gradient surfacique
$\nabla \cdot$	Divergence
$\otimes$	Produit tensoriel
$[[A]] = A^+ - A^-$	Différence d'un champ scalaire $A$ , de part et d'autre d'une interface séparant un domaine $\Omega^+$ et $\Omega^-$
$\cdot$	Produit scalaire
$A : B = \sum_i \sum_j A_{ij} B_{ij}$	Double produit scalaire où $A$ et $B$ sont des matrices.
$\mathbf{n}_i$	Vecteur normal à l'interface $i$ .
$\mathbf{t}_i$	Vecteur tangent à l'interface $i$ .



# Introduction

## Historique de la production énergétique et métallurgique

La révolution industrielle débuta à la fin du 18<sup>me</sup> siècle et se poursuivit tout au long du 19<sup>me</sup> siècle. Elle marqua un tournant majeur dans les sociétés humaines, passant d'une économie agraire à une économie industrielle. Cette période s'accompagna également d'un profond changement des modes de vie avec un exode rural significatif. Tous ces changements sont la conséquence de progrès techniques rapides, et notamment de la transformation des industries du métal et de l'énergie. C'est à cette époque que commence la dépendance de nos sociétés aux énergies fossiles. Le charbon fut la première source d'énergie fossile exploitée pour ses capacités à produire de la chaleur. Le développement de la machine à vapeur, mené par James Watt, utilisant le charbon comme source d'énergie, révolutionna les procédés industriels en permettant une production bien plus rapide. Le principe de fonctionnement de ces machines repose sur l'utilisation de l'énergie cinétique liée à la vaporisation de l'eau pour mettre en mouvement des mécanismes. Le besoin croissant de ces machines en acier pour tout type d'industrie fit alors fortement grimper la production d'acier.

L'acier et la fonte devinrent des matériaux indispensables à la révolution industrielle en raison de leurs propriétés mécaniques intéressantes et de leur longévité. Cependant, jusqu'au milieu du 19<sup>me</sup> siècle, la production en grande quantité de métaux de bonne qualité restait coûteuse. Puis le procédé Bessemer permit la production de masse d'acier en éliminant les impuretés par oxydation avec de l'air. L'industrie de l'acier, déjà utilisée dans plusieurs secteurs comme les transports, les machines à vapeur, la construction, put encore se développer davantage grâce à cette innovation. En France, les villes du Creusot et de Saint-Étienne devinrent des centres importants de la production et du savoir-faire métallurgique.

Le lien entre l'industrie du métal et celle de l'énergie devint alors évident en raison de leur interdépendance : les sources d'énergie comme le charbon, et plus tard le gaz naturel et le pétrole, étaient essentielles à l'industrie métallurgique pour l'extraction et la transformation du fer en acier. D'un autre côté, les pièces métalliques étaient cruciales pour la construction des infrastructures extractrices d'énergie et pour le transport de cette dernière. De plus, certaines problématiques physiques, notamment celles des échanges de chaleur, étaient communes aux deux industries. L'étude de ces problématiques mena à la découverte de la thermodynamique au cours du 19<sup>me</sup> siècle.

La fin du 19<sup>me</sup> siècle vit l'apparition d'une nouvelle forme de consommation d'énergie : l'électricité. Deux technologies de production émergèrent à cette période. Tout d'abord, l'hydroélectricité, mise en avant par Aristide Bergès, qui utilise une chute d'eau artificielle couplée à une dynamo pour produire de l'électricité. Bergès qualifia cette énergie de *houille blanche*, en opposition avec la houille minérale noire. Cette idée de production d'énergie mena à la construction de six centrales hydroélectriques dans la vallée de la Romanche entre 1896 et 1918. En parallèle, les centrales thermiques furent développées pour produire de l'électricité à partir des années 1880. Ces centrales couplèrent la machine à vapeur avec des génératrices de courant. La vapeur, chauffée par la combustion, était envoyée vers les génératrices pour leur transmettre son énergie cinétique. Cette dernière mettait en mouvement les génératrices qui, à leur tour, convertissaient l'énergie mécanique en énergie électrique. Bien qu'ayant connu de nombreuses améliorations, cette méthode représente encore aujourd'hui 75 % de la production d'électricité.

Une des clés de la production mondiale d'énergie avec ces méthodes est de maîtriser les échanges de chaleur, et en particulier l'ébullition de l'eau, afin d'optimiser et d'assurer la sûreté des installations. Du côté de l'industrie du métal, la trempe, qui consiste à plonger une pièce métallique dans un fluide froid (le plus souvent de l'eau ou de l'huile) pour la refroidir rapidement, joue un rôle capital pour obtenir un acier avec de bonnes propriétés mécaniques. Dans ces conditions, le transfert de chaleur est fortement influencé par les processus d'ébullition. Comprendre les phénomènes d'ébullition est donc également un point d'intérêt pour la métallurgie afin de maîtriser le refroidissement de l'acier et d'optimiser le procédé de trempe.

L'étude de l'ébullition continue d'être un sujet clé au 20<sup>ème</sup> siècle, notamment avec la découverte des

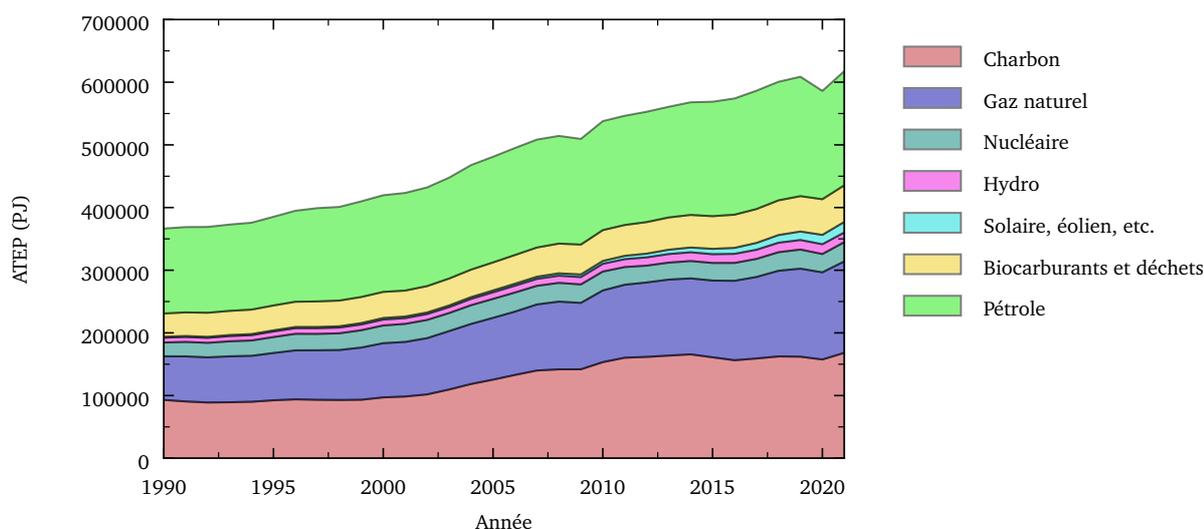


FIGURE 1 – Approvisionnement total en énergie primaire (ATEP) mondiale en pétajoule en fonction des années.

différents régimes d'ébullition par Nukiyama [82] en 1934. Quelques années plus tard, le monde de la production énergétique verra l'émergence de la production d'électricité d'origine nucléaire. Ces nouvelles centrales fonctionnent sur le modèle des centrales thermiques, à l'exception que le combustible utilisé est de l'uranium 235 et que la chaleur est produite par fission nucléaire et non par combustion. Par conséquent, ces centrales n'émettent que peu de CO<sub>2</sub> pendant leur exploitation. Cette industrie nécessite une compréhension approfondie des échanges de chaleur lors de l'ébullition pour prévenir les accidents nucléaires et optimiser le rendement de ce nouveau type de centrales productrices d'électricité.

En parallèle, les exigences de sûreté imposent des critères très stricts pour les pièces utilisées, notamment dans le circuit primaire, composé d'un circuit en acier. Une quantité considérable de recherches a été menée à partir de la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle sur l'ébullition pour améliorer la sûreté des centrales nucléaires et la qualité des pièces en acier utilisées. Ces recherches ont également permis une amélioration globale de la qualité des aciers au-delà de la production énergétique. Aujourd'hui, l'acier reste un matériau omniprésent dans nos sociétés, que ce soit dans les transports, les constructions ou même les objets de la vie quotidienne.

Plus récemment, la production énergétique éolienne et solaire a regagné en intérêt grâce aux éoliennes modernes et aux panneaux solaires qui produisent de l'électricité avec une faible émission de carbone. Ces deux industries nécessitent également beaucoup de métaux, notamment de l'aluminium. D'autres sources d'énergie, comme les énergies biosourcées, ont également besoin de métaux pour construire les infrastructures permettant leur production et leur transport.

## Problématiques contemporaines

Depuis plusieurs dizaines d'années, la communauté scientifique s'accorde sur le fait que le réchauffement climatique est lié aux activités humaines, notamment à l'émission de gaz à effet de serre. Ces gaz sont principalement émis lors de la production d'énergie. Selon l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE), l'Approvisionnement Total en Énergie Primaire (ATEP) reste fortement dépendant des énergies fossiles dans le monde en 2022<sup>1</sup>. La figure 1 illustre l'évolution de l'ATEP au fil des années avec la répartition des sources d'énergie. Il est clair que les demandes énergétiques mondiales augmentent, et que la production énergétique ne se décarbone pas suffisamment. Même en France, où l'électricité est fortement décarbonée grâce à un grand parc nucléaire, l'ATEP était fourni à 50 % par les énergies fossiles. Ces énergies sont utilisées pour le chauffage, le transport et les industries comme la métallurgie et la construction.

Pour limiter le réchauffement climatique, il est donc urgent de changer nos moyens de production et de consommation d'énergie ainsi que nos habitudes de consommation, comme préconisé par le GIEC. Les changements de moyens de consommation impliquent de remplacer toutes les technologies fonctionnant

1. IEA, World Energy Statistics and Balances, IEA, Paris <https://www.iea.org/data-and-statistics/data-product/world-energy-statistics-and-balances>, Licence : Terms of Use for Non-CC Material

exclusivement ou partiellement avec des énergies fossiles par de nouvelles utilisant des énergies bas carbone. Un exemple actuel est le développement à grande échelle de la voiture électrique. Cependant, cette adaptation n'est pas aisée pour toutes les technologies, comme l'aviation. Les changements d'habitudes de consommation relèvent de la sociologie, de la politique et de la volonté individuelle, mais doivent être accompagnés par des progrès techniques utiles, et non par des progrès menant à une maladaptation au changement climatique<sup>2</sup>. Ces changements doivent également être soutenus par des politiques publiques afin que tous puissent bénéficier de ces adaptations. Dans tous les cas, il semble inévitable que la consommation énergétique globale doive diminuer pour limiter le réchauffement climatique.

Si ces deux points sont respectés, il sera nécessaire d'augmenter fortement la production d'énergie bas carbone, notamment avec la production électrique. Que cette électricité soit d'origine nucléaire, éolienne ou solaire, le développement de telles infrastructures demandera une grande quantité de métal. Certes, l'industrie métallurgique est encore fortement émettrice de CO<sub>2</sub>, mais elle permet néanmoins de produire des moyens d'extraction énergétique qui, sur tout leur cycle de vie, émettent bien moins de CO<sub>2</sub> que leur équivalent utilisant des énergies fossiles. De plus, des pistes sont envisagées pour réduire cet impact, notamment avec l'utilisation d'hydrogène pour remplacer le gaz naturel dans les fours des forges.

Le commentaire suivant n'engage que l'auteur, mais au vu de la figure 1, le développement de toutes les sources d'énergie bas carbone doit être privilégié pour atteindre une neutralité carbone mondiale. Cela nécessitera d'importants investissements et une transformation significative des moyens de production, de transport et de gestion de distribution de l'énergie, en plus d'un changement social majeur. De plus, il faut noter que le dérèglement du cycle du carbone, causant le réchauffement climatique, n'est pas le seul enjeu écologique de notre époque. Rockström et al. [96] fut le premier à formaliser les limites planétaires à ne pas franchir pour garantir la sécurité de l'humanité. Les évaluations de ces limites pour 2023 ont été fournies par le *Stockholm Resilience Centre* qui se base sur plusieurs articles scientifiques, notamment celui de Richardson et al. [95] pour les données de 2023. La figure 2 présente ces différentes limites à ne pas dépasser et la zone de sécurité pour les activités humaines. Comme il peut être constaté sur cette figure, deux tiers des limites planétaires ont actuellement été dépassées.

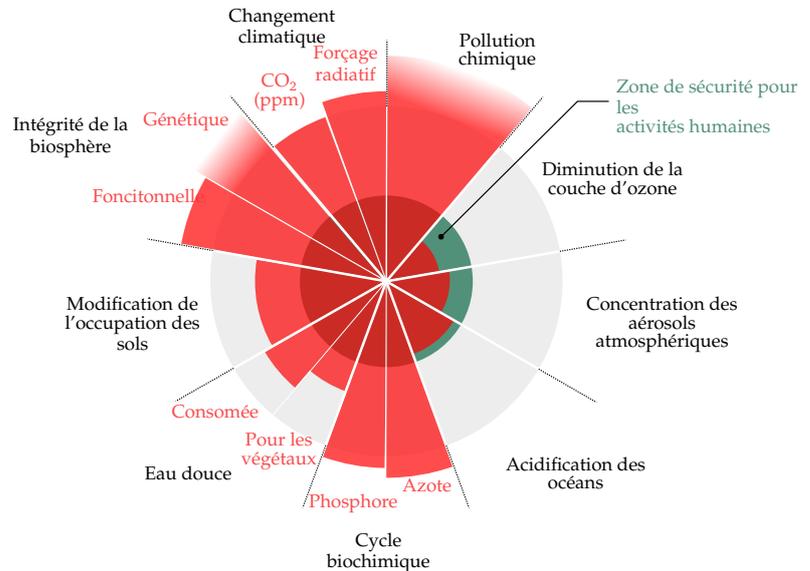


FIGURE 2 – Limite planétaire à ne pas franchir afin de garantir la sécurité des humains d'un point de vue environnemental.

## Objectif et périmètre de la thèse

Dans ce contexte, l'industrie énergétique aura besoin de beaucoup d'acier pour construire toutes les infrastructures nécessaires à ce changement de paradigme. Parmi ces industries, celle du nucléaire devra maîtriser la fabrication de pièces en acier de haute qualité pour assurer la sécurité et la longévité des centrales nucléaires. De plus, une compréhension approfondie de l'ébullition en général pourra aider à concevoir des réacteurs plus performants et à favoriser des innovations dans ce secteur.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux menés par Framatome depuis des années pour améliorer le procédé de fabrication des pièces forgées destinées aux centrales nucléaires. L'ébullition lors de la trempe de pièces industrielles est un phénomène complexe à modéliser, surtout pour des pièces de plusieurs mètres. Un modèle numérique ne peut résoudre explicitement l'ébullition et doit s'appuyer sur des modèles analytiques ou empiriques décrivant l'échange de chaleur à l'échelle microscopique pour calculer les échanges de chaleur à des échelles macroscopiques.

Dans cette optique, l'objectif est d'étudier les phénomènes d'ébullition lors de la trempe des métaux afin d'améliorer la compréhension de ces derniers à petite et grande échelle.

<sup>2</sup>. Ce terme désigne une adaptation au changement climatique qui, de prime abord, pourrait améliorer la situation, mais en réalité, l'aggrave.

- La première partie sera consacrée à introduire l'importance de la trempe dans la fabrication des aciers et à expliquer comment le refroidissement influence la microstructure des aciers. Cette partie présentera également une introduction à la phénoménologie de l'ébullition et aux théories développées concernant les échanges de chaleur lors de l'ébullition. Elle se conclura par une liste non exhaustive des méthodes de calcul numérique pour résoudre les équations de la mécanique des fluides, et notamment des méthodes de calcul pour quantifier le refroidissement de pièces trempées.
- Ensuite, l'étude de l'ébullition en film à petite échelle sera menée en réalisant des calculs numériques directs. Ce chapitre présentera les équations fondamentales de ce problème, ainsi que les méthodes numériques employées. Il abordera en particulier la méthode de couplage entre le solveur résolvant l'ébullition et le solveur prenant en compte l'inclusion de frontières immergées. Le couplage entre ce dernier solveur et une approche à bas Mach pour prendre en compte les variations de la masse volumique de la vapeur sera également présenté et validé. Enfin, ces trois solveurs seront utilisés pour mener une étude paramétrique de l'ébullition en film autour d'une sphère dans un liquide sous-refroidi, c'est-à-dire que la température initiale du liquide est inférieure à sa température d'ébullition.
- La complexité des phénomènes d'ébullition présents lors d'une trempe ne peut pour le moment pas être entièrement décrite par une approche directe, car il existe des disparités importantes entre les petites échelles auxquelles agissent les phénomènes d'ébullition et la taille caractéristique des dispositifs industriels. La construction et la validation de modèles se basent également sur l'expérimentation à échelle macroscopique. Pour cela, le troisième chapitre sera consacré à l'étude expérimentale de la trempe d'acier inoxydable SS304L. Le refroidissement de cet acier sera étudié selon trois températures initiales du liquide. L'effet de cette température sur le refroidissement sera analysé. Une partie de ce chapitre traitera également des difficultés à estimer le flux thermique avec ce type de dispositif expérimental.
- Pour conclure, le dernier chapitre présentera une expérience de trempe d'une pièce en acier inoxydable SS304L de taille semi-industrielle, c'est-à-dire entre l'échelle des trempes réalisées en laboratoire et celles effectuées dans l'industrie nucléaire. Cette expérience vise à fournir des relevés de températures pour valider les codes de calcul de la trempe. Ensuite, une méthode numérique sera présentée pour simuler cette trempe en tenant compte des contraintes industrielles, notamment en terme de temps de calcul.

# Chapitre 1

## Introduction aux échanges de chaleur lors de la trempe

*Ce chapitre se focalise sur les défis inhérents au processus de trempe dans la fabrication de pièces en acier. Nous commencerons par une brève introduction à la métallurgie des aciers afin de mieux appréhender les enjeux de la trempe dans ce contexte. Ensuite, nous aborderons les phénomènes d'ébullition dans l'eau sous-refroidie à pression atmosphérique. Nous analyserons en détail la courbe d'ébullition, en mettant en avant les différents régimes d'ébullition (film, film instable, transition et nucléée), avant de détailler la modélisation physique et numérique de ces phénomènes. Étant donné que les principaux régimes d'ébullition impliqués dans le processus de trempe des métaux sont l'ébullition en film, l'ébullition en film instable et le régime de transition, nous accorderons une attention particulière à leur description par rapport à l'ébullition nucléée. Enfin, nous examinerons les méthodes de modélisation de la trempe adaptées aux configurations industrielles.*

### Sommaire

---

<b>1.1 Enjeu métallurgique de la trempe</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.2 Phénoménologie de l'ébullition</b> . . . . .	<b>9</b>
1.2.1 Courbe d'ébullition . . . . .	9
1.2.2 Ébullition en film . . . . .	9
1.2.3 Ébullition en film instable et régime de transition . . . . .	11
1.2.4 Ébullition nucléée . . . . .	12
1.2.5 Courbe d'ébullition expérimentale en transitoire . . . . .	12
<b>1.3 Modélisation physique et corrélations</b> . . . . .	<b>14</b>
1.3.1 Échange de chaleur en ébullition en film . . . . .	14
1.3.2 Température minimale d'ébullition en film . . . . .	18
1.3.3 Ébullition en film instable et régime de transition . . . . .	22
1.3.4 Ébullition nucléée . . . . .	24
<b>1.4 Modèle numérique et simulation</b> . . . . .	<b>26</b>
1.4.1 Simulation numérique directe . . . . .	26
1.4.2 Modélisation numérique de trempe avec des corrélations d'échange de chaleur . . . . .	29
<b>1.5 Conclusion</b> . . . . .	<b>31</b>

---

## 1.1 Enjeu métallurgique de la trempe

L'ébullition joue un rôle capital dans la production énergétique moderne, tant dans les générateurs de vapeur utilisés par les centrales thermiques et nucléaires que dans la fabrication des pièces forgées indispensables à la conception de ces installations. D'importantes études sur l'ébullition, notamment sur celle de l'eau, ont été menées à partir de la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle. Ces recherches ont été motivées en partie par l'industrie nucléaire, soucieuse de la sûreté et de la performance des centrales. De nombreuses études ont ainsi été réalisées pour mieux prédire les comportements thermohydrauliques de l'écoulement dans les conduites du circuit primaire et secondaire des centrales lors de situations incidentelles ou accidentelles, afin de garantir que les trois barrières de confinement des centrales, que sont la gaine combustible, le circuit primaire et l'enveloppe de confinement, ne seront pas rompues en cas d'accident. La deuxième barrière, le circuit primaire, est constituée d'un grand nombre de pièces en métal forgées telles que la cuve, la branche chaude, la branche froide, le générateur de vapeur, etc. La qualité de ces pièces répond à un cahier des charges strict pour assurer leur rôle de barrière de confinement en situation normale et accidentelle.

Pour comprendre l'importance de la trempe dans la fabrication des pièces en acier, il est nécessaire de commencer par définir ce qu'est un acier et sa constitution. Cette section s'inspire de l'introduction écrite par Liscic et al. [73], chapitre 1. Un acier est un alliage cristallin principalement composé de fer et de carbone. Ces deux phases sont en équilibre au sein de l'acier, mais selon les teneurs en carbone et la température, la microstructure de l'acier peut prendre différentes formes. Sur la figure 1.1, le diagramme de phase du système Fer - Carbone est présenté pour des teneurs en carbone typiques des aciers. Ce diagramme, réalisé à l'équilibre, présente les différentes structures cristallines d'un métal. Les images sur la figure 1.1 illustrent la géométrie des microstructures. La microstructure d'un métal est constituée de plusieurs zones cristallines appelées "grains". À très haute température, la seule structure cristalline existante est l'austénite. À des températures plus basses, pour les aciers à faible teneur en carbone, la structure est composée de grains d'austénite dans de la ferrite. La ferrite est une phase avec très peu de carbone. À des températures encore plus basses, l'austénite restante se transforme en perlite. La perlite est un agrégat de lamelles de ferrite et de cémentite, cette dernière étant un cristal particulièrement fragile. Chacune de ces microstructures possède des compositions, des géométries cristallines et des propriétés mécaniques différentes. L'arrangement et la composition de ces microstructures définissent en partie les propriétés mécaniques macroscopiques de l'acier.

L'un des défis de la fabrication de pièces en acier réside dans le contrôle de cette microstructure pour obtenir les propriétés mécaniques souhaitées. Jusqu'à présent, nous avons discuté des structures des aciers à l'équilibre. Cependant, lors de la fabrication de pièces en acier, plusieurs traitements thermiques sont effectués pour obtenir des états hors équilibre, permettant ainsi l'obtention d'autres structures cristallines et donc d'autres propriétés mécaniques. Parmi ces traitements thermiques, la trempe joue un rôle clé. Durant ce processus, les aciers sont chauffés à plus de 1000°C, puis refroidis rapidement dans de l'eau ou de l'huile. Ce refroidissement rapide permet notamment l'obtention de deux phases absentes du diagramme de phase présenté sur la figure 1.1 : la martensite et la bainite. La bainite est obtenue lors d'un refroidissement très brutal du métal, trop rapide pour permettre aux phénomènes de diffusion d'établir un équilibre thermodynamique. Pour des refroidissements moins brutaux, la phase bainitique se forme. Dans ce cas, la diffusion au sein du métal a un effet partiel sur la structure cristalline, mais ne permet pas d'atteindre un état d'équilibre. La figure 1.2 présente des courbes de refroidissement. La délimitation en trait plein différencie les différentes zones de formation des différentes phases métallurgiques lors d'un refroidissement continu, c'est-à-dire à vitesse de refroidissement constante. Sur cette figure, chaque courbe de refroidissement correspond à la température mesurée pour une profondeur donnée. Le terme "profondeur" désigne ici la distance du point de relevé de température par rapport à la surface trempée.

Au-dessus de 800°C, tout l'acier est composé d'austénite, la structure cristalline d'équilibre à haute température. Lorsque les courbes de refroidissement traversent une zone délimitée en trait plein, il y a formation de la structure cristalline indiquée dans cette zone. Il est important de noter que ce diagramme ne fournit pas d'informations sur la quantité de phase formée durant le refroidissement. La transformation de chacune des phases métallurgiques en une autre induit systématiquement un relâchement de chaleur dans le métal dû à l'enthalpie de changement de phase. Ce phénomène est appelé la recalescence. Cette source de chaleur influe également sur le refroidissement du métal. À basse vitesse de refroidissement (courbe la plus à droite), les structures cristallines prédites par le diagramme de phase présenté sur la figure 1.1 sont obtenues. À ces vitesses de refroidissement, les effets diffusifs sont suffisamment rapides pour permettre à la matière de se réorganiser en une structure stable thermodynamiquement. Cette figure est intéressante, car elle illustre également l'une des difficultés de la trempe. La plupart du temps, la structure bainitique est recherchée pour les aciers classiques. Cependant, en raison des transferts de chaleur dans le métal, de na-

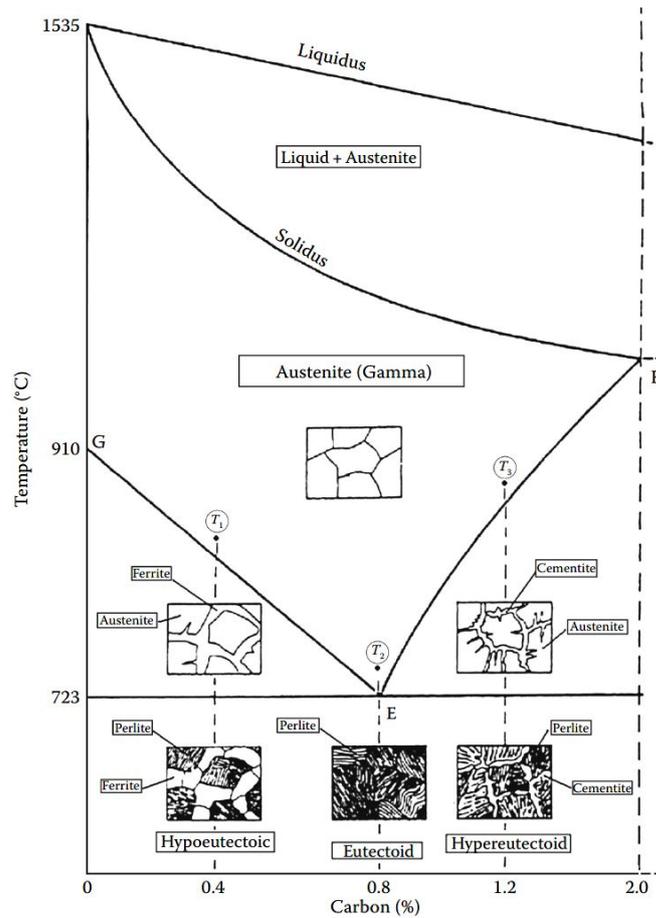


FIGURE 1.1 – Diagramme de phase du système Fer - Carbone [26].

ture conductive, les parties les plus éloignées de la partie trempée refroidissent moins vite et sont donc plus susceptibles de former de la ferrite ou de la perlite. En revanche, les parties les plus proches de la surface trempée refroidissent suffisamment rapidement pour former de la martensite. Un des défis de la trempe est de contrôler la vitesse de refroidissement pour obtenir de la bainite dans les zones d'intérêt de la pièce trempée. Cette figure illustre également l'un des effets sur les propriétés macroscopiques de la trempe : plus le refroidissement est rapide, plus la dureté est importante. Une précision doit cependant être apportée. Ici, nous nous intéressons aux aciers, et non aux aciers inoxydables austénitiques. Dans le cas de ces derniers, il n'y a pas de changement de phase métallurgique durant la trempe, étant donné que le Nickel présent dans ces aciers stabilise la phase austénite même à température ambiante. Les problématiques liées à la trempe pour ces aciers concernent la microstructure de ces derniers au sens géométrique du terme.

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés uniquement à la microstructure en termes de présence ou non de certaines phases métallurgiques. Cependant, la métallurgie est plus complexe, car les propriétés du métal dépendent également de la géométrie de ces grains, notamment de leur taille et de leur orientation. La taille des grains et leur orientation peuvent en particulier affecter la ductilité du métal. La figure 1.3 présente la microstructure d'un acier composé de perlite et de ferrite. L'arrangement des grains est loin d'être trivial, et cet arrangement dépend également des conditions de trempe du métal. D'un point de vue métallurgique, il est essentiel d'avoir une connaissance fine de l'évolution temporelle de la température lors des différents traitements thermiques, dont fait partie la trempe, pour estimer au mieux la géométrie des microstructures et, par conséquent, les propriétés mécaniques du métal. Dans le cas des aciers inoxydables austénitiques, qui ne subissent pas de changement de phase pendant la trempe, cette dernière est utile pour maîtriser la taille des grains et éviter la formation de carbures. Il convient cependant de noter que d'autres traitements thermiques existent pour contrôler la taille des grains métallurgiques, comme les revenus à l'air.

Un dernier paramètre à considérer lors de la trempe est la contrainte résiduelle. Si une trempe est mal effectuée, des contraintes résiduelles peuvent se créer au sein de la pièce trempée. Dans le pire des cas, la pièce peut se fissurer lors de la trempe. Dans d'autres cas, les contraintes résiduelles peuvent fragiliser la pièce à certains endroits, créant des points de fragilité.

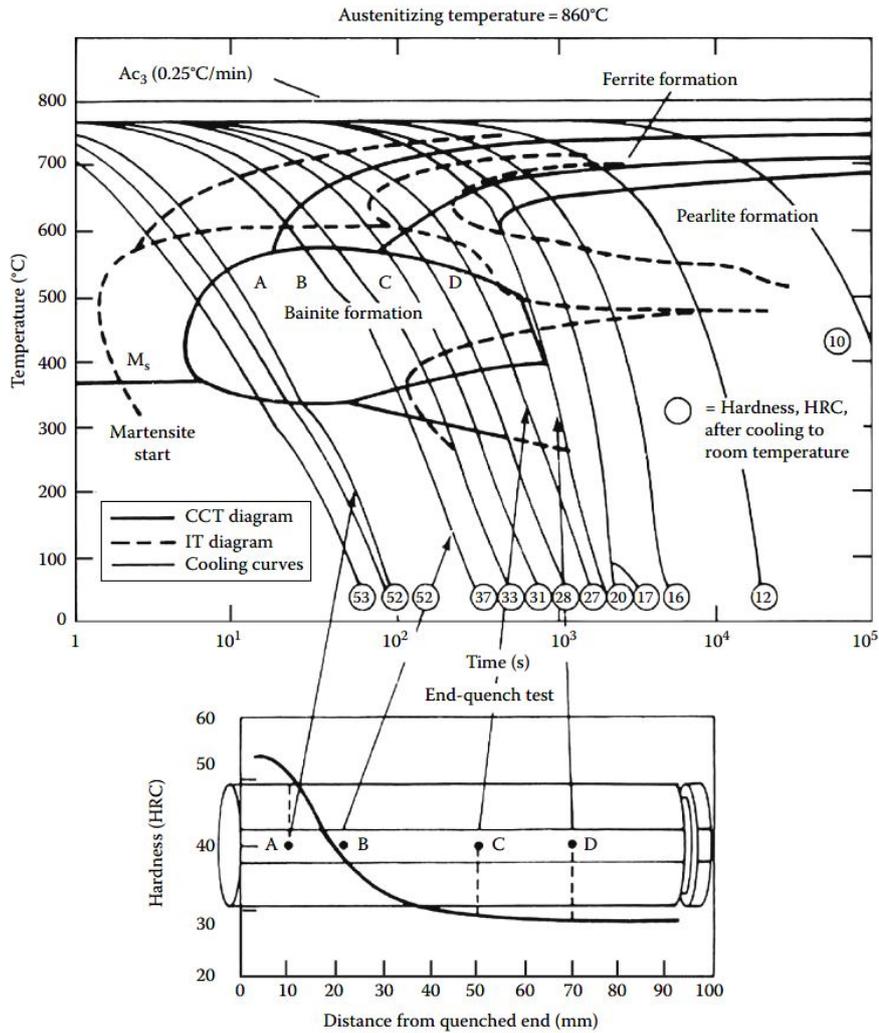


FIGURE 1.2 – Diagramme de refroidissement continu de l'acier DIN 42CrMo4 [42].

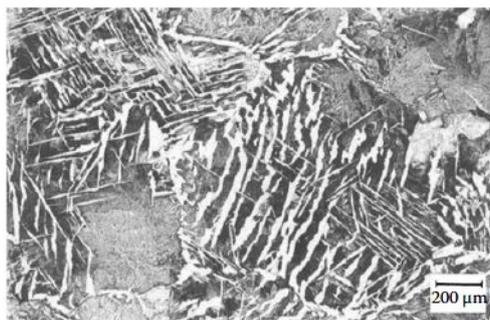


FIGURE 1.3 – Microstructure d'un acier avec 0,45 % de carbone après un refroidissement continu de 800°C à 500°C en 100 s. La photo présente un arrangement de ferrite et perlite prise par Liscic et al. [73].

Le refroidissement lors de la trempe est un enjeu clé dans la fabrication de pièces en acier. La réalisation de la trempe avec des pièces de métal chauffées à plus 1000°C et plongées dans de l'eau à pression atmosphérique engendre nécessairement de multiples phénomènes d'ébullition. Ces phénomènes d'ébullition, ainsi que les transferts thermiques au sein de l'acier, conditionnent alors le refroidissement de la pièce. Quantifier ce refroidissement est nécessaire pour estimer la structure et les propriétés de l'acier. L'étude de l'ébullition de l'eau constitue un élément de compréhension important dans les processus de trempe. Une bonne compréhension de l'ébullition de l'eau permet d'anticiper d'éventuels problèmes de production de pièces en acier liés à la trempe et de développer ou d'optimiser des procédés de trempe.

## 1.2 Phénoménologie de l'ébullition

### 1.2.1 Courbe d'ébullition

Depuis les travaux de Nukiyama [82]<sup>1</sup>, il est connu qu'il existe plusieurs régimes d'ébullition en fonction de la température de la paroi du solide refroidi. La figure 1.4 présente la courbe d'ébullition d'un fluide. Cette courbe représente le flux surfacique  $q_w$  en fonction de la surchauffe  $\Delta T_{sup} = T_w - T_{sat}$ , où  $T_w$  est la température de paroi du mur et  $T_{sat}$  la température de saturation du liquide. Pour être précis, cette courbe est obtenue pour des liquides ayant une bonne mouillabilité et pour des surfaces d'ébullition de dimension plus grande que la largeur d'une bulle ou de la longueur capillaire :

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)}} \quad (1.1)$$

où  $\sigma$  est la tension de surface du liquide,  $g$  l'accélération de pesanteur,  $\rho$  la masse volumique du fluide considéré avec l'indice  $v$  référant à la vapeur et l'indice  $\ell$  au liquide. En d'autres termes, cette courbe d'ébullition représente le transfert de chaleur moyenné en espace en fonction de la surchauffe, et non le transfert de chaleur sur un point local.

La courbe d'ébullition classique distingue quatre zones sur la courbe d'ébullition qui correspondent à quatre régimes d'ébullition. Cette courbe est obtenue pour des configurations où la température du liquide est égale à la température,  $T_\ell = T_{sat}$ , où à faible sous-refroidissement  $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_\ell$ . La courbe classique correspond à la courbe noire sur la figure 1.4. Lors de la trempe, la première zone atteinte sur cette courbe, si la surface est suffisamment chaude, est le régime d'ébullition en film. L'ébullition en film existe jusqu'à ce que la surchauffe passe en dessous de  $\Delta T_{mfb} = T_{mfb} - T_{sat}$ . Le point à l'abscisse  $\Delta T_{mfb}$  correspond à la surchauffe minimum nécessaire au film stable pour exister. La température associée à cette surchauffe est notée  $T_{mfb}$  pour *Minimum Film Boiling Temperature* ou température minimum d'ébullition en film. Le flux correspondant à cet état est noté  $q_{mfb}$ . Pour des surchauffes en dessous de cette température, le régime de transition est alors présent. Dans certains cas que nous verrons dans les parties 1.2.3.1 et 1.3.3, le régime de transition peut être partiellement substitué par un régime d'ébullition en film instable ou *micro bubble boiling* en anglais. Ce régime est représenté par la courbe bleue lagon en tiret-point-tiret sur la figure 1.4. Ce régime semble n'être atteint que pour des sous-refroidissements élevés. La courbe passe ensuite par un maximum appelé flux critique ou *Critical Heat Flux* (CHF). La surchauffe associée à ce point est notée  $\Delta T_{CHF} = T_{CHF} - T_{sat}$  et le flux associé  $q_{CHF}$ . Il s'agit du point où l'échange de chaleur est maximal. Entre  $\Delta T_{CHF}$  et  $\Delta T_{onb}$ , l'ébullition suit un régime d'ébullition nucléée.  $\Delta T_{onb} = T_{onb} - T_{sat}$  correspond à la surchauffe minimale requise pour pouvoir avoir de la nucléation (*Onset of Nucleate Boiling*), en d'autres termes, en dessous de cette surchauffe, il n'y a pas d'ébullition et l'échange de chaleur est purement lié à des phénomènes monophasiques : c'est la dernière zone de la courbe d'ébullition.

### 1.2.2 Ébullition en film

L'ébullition en film est un régime d'ébullition qui apparaît pour de très fortes surchauffes. Quand cette dernière est assez élevée, la surface soumise à l'ébullition dégage assez d'énergie pour vaporiser toute l'eau au contact de celle-ci. Il en résulte alors un film de vapeur qui entoure toute cette surface. La vapeur ayant une diffusivité thermique moins élevée que l'eau liquide, ce film agit comme un isolant autour de la pièce, ce qui explique le flux relativement bas par rapport aux autres régimes d'ébullition (voir figure 1.4). Une fois le film formé, la stabilité du film de vapeur est assurée par un équilibre entre la pression au sein de la vapeur et la pression du liquide, en tenant compte de la tension de surface. Cet équilibre est en réalité un équilibre dynamique, car le film de vapeur oscille et des bulles de vapeur peuvent s'en détacher. En convection naturelle, c'est-à-dire sans imposer de vitesse dans la partie liquide, la différence de vitesse entre la vapeur et le liquide crée des instabilités de Kelvin-Helmholtz, et la différence de masse volumique entre les deux fluides, des instabilités Rayleigh-Taylor. Dans la suite, ces instabilités seront notées Taylor-Helmholtz par souci de concision. Ce sont ces instabilités qui créent les oscillations du film de vapeur et modifient localement l'épaisseur de ce film et donc les transferts thermiques.

Jin and Shirvan [52] et Wang et al. [126] ont réussi à capturer l'épaisseur des films de vapeur pour différents sous-refroidissements. L'expérience de Jin and Shirvan [52] a été réalisée sur des cylindres de diamètre 4,8 et 20 mm et de hauteur respective de 50 et 115 mm. Les oscillations d'épaisseur du film de vapeur ont été observées expérimentalement et Jin and Shirvan [52] les ont quantifiées grâce à une caméra haute

1. 1966 étant la date à laquelle le journal *Journal of Heat and Mass Transfer* a publié la traduction de son article qui date originellement de 1934

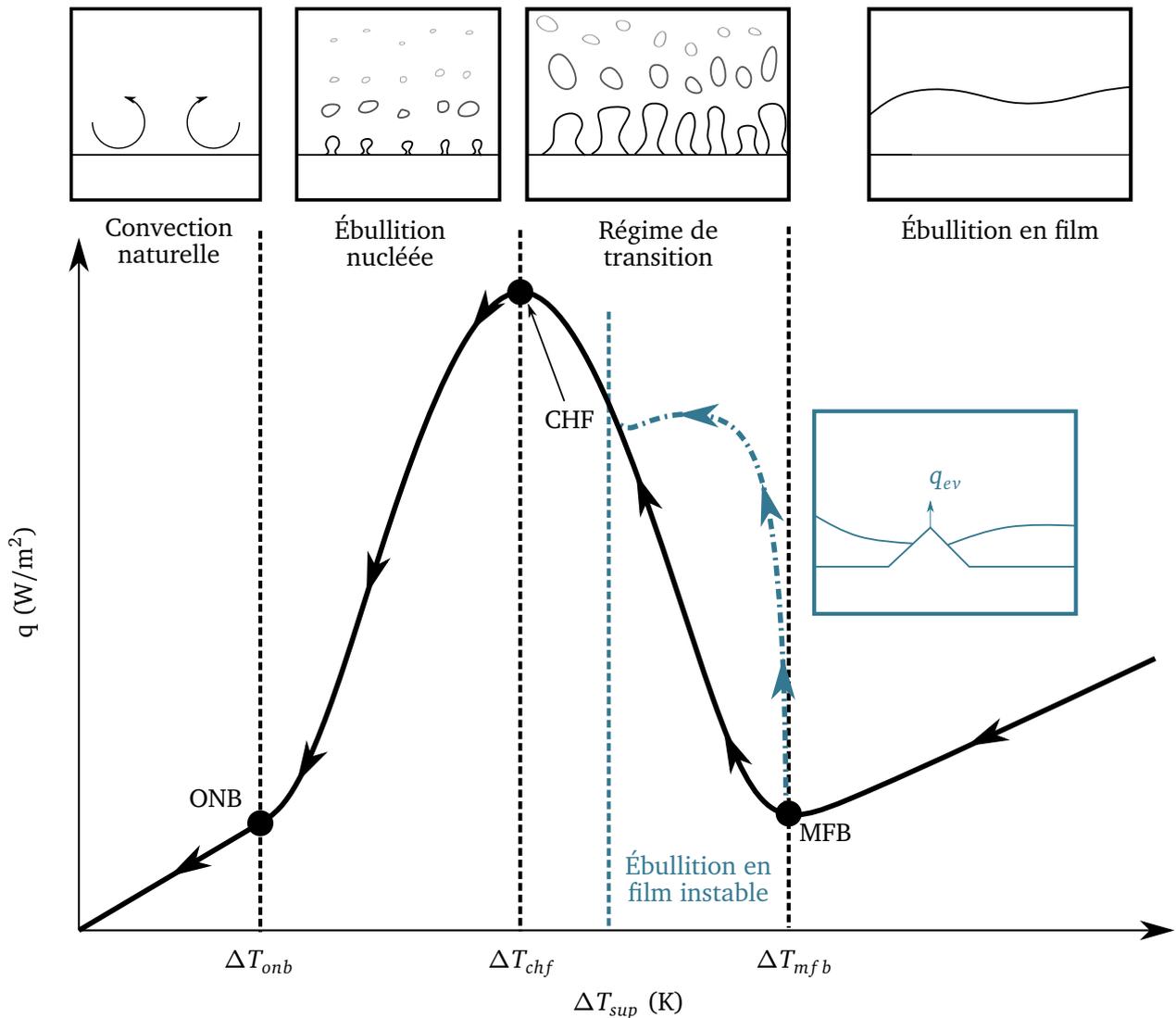


FIGURE 1.4 – Courbe d'ébullition en refroidissement avec les différents régimes d'ébullition de l'eau.

vitesse et un traitement d'image numérique. Les auteurs constatent alors que plus le sous-refroidissement augmente, plus l'amplitude spatiale des oscillations diminue et leur fréquence d'oscillation temporelle augmente. Ainsi, plus le sous-refroidissement augmente, plus l'interface liquide-vapeur du film devient lisse.

Concernant l'épaisseur du film de vapeur, elle dépend notamment de la surchauffe, du sous-refroidissement et de la vitesse imposée s'il y a de la convection forcée. Plus la surchauffe augmente, plus il y a de vaporisation à l'interface liquide-vapeur et donc plus le film devient épais. Le raisonnement inverse tient pour le sous-refroidissement. Plus le sous-refroidissement est élevé, plus les phénomènes de condensation sont importants à l'interface liquide-vapeur, ce qui favorise un film fin.

Dans ce régime, le transfert de chaleur est essentiellement conductif dans la vapeur contenue dans le film et radiatif dû aux hautes surchauffes. Ce point sera précisé dans la partie 1.3.1. Comme l'échange de chaleur est essentiellement conductif dans le film de vapeur, il est fortement dépendant de l'épaisseur du film de vapeur. Le sous-refroidissement, qui tend à amincir les films de vapeur, augmente également le flux de chaleur de ce régime. Bien qu'une surchauffe plus élevée tende à épaissir le film de vapeur, ce qui tend à diminuer le flux conductif, elle induit également une différence de température plus élevée entre la paroi solide et l'interface liquide-vapeur, et donc un gradient thermique plus important dans la vapeur, qui tend à augmenter le flux à la paroi. L'augmentation de la surchauffe favorise donc deux effets antagonistes. Lors de l'ébullition en film, le flux augmente avec la surchauffe, ce qui indique que pour une même augmentation de cette dernière, le film de vapeur ne s'épaissit pas assez pour ralentir le transfert de chaleur au regard de l'augmentation de la surchauffe.

Lorsque le film devient trop fin, des contacts entre le solide et le liquide peuvent se produire. À ce stade, il est important de prendre en compte l'état de surface du matériau considéré, car ces contacts peuvent se

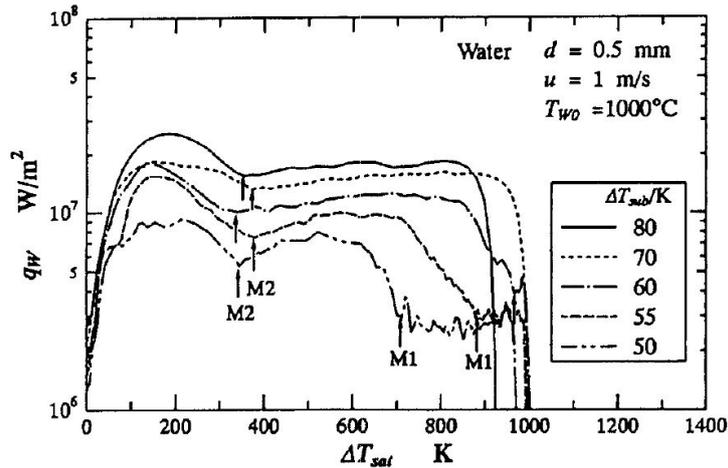


FIGURE 1.5 – Courbe d'ébullition obtenue par Honda et al. [47].

créer sur des aspérités. Carbajo [18], qui a, entre autres, étudié ce phénomène, montre et quantifie la dépendance de la température minimum d'ébullition en film,  $T_{mfb}$ , à l'état de surface. Dans [125], les auteurs ont modifié l'état de surface de sphères d'acier inoxydable de 20 mm de diamètre jusqu'à ce que la hauteur maximale des aspérités ne soit que de l'ordre de 500 nm. Avec cette surface superhydrophobe, le régime de film subsiste jusqu'à la fin de l'ébullition.

Quand le film commence à se rompre, la surface va être remouillée progressivement, c'est le début du régime de transition. Cependant, dans certaines conditions particulières, le film peut réussir à subsister malgré des contacts liquide-solide. Cela engendre alors un régime de film instable.

### 1.2.3 Ébullition en film instable et régime de transition

#### 1.2.3.1 Ébullition en film instable

Les premières observations du régime d'ébullition en film instable ont été réalisées par Aziz et al. [5] et Zvirin et al. [133]. Le régime de film instable fut premièrement nommé *micro bubble boiling* en référence à l'observation d'un dégagement de petites bulles lors des expériences. Pour une meilleure compréhension et éviter toute confusion, ce régime sera nommé seulement régime de film instable par la suite.

Ce phénomène a également été étudié par Honda et al. [46, 47]. L'étude de la trempe de fins cylindres positionnés horizontalement de diamètre 0,3 et 0,5 mm en platine chauffés entre 873,15 et 1673,15 K pour des vitesses d'immersion de 0,1 à 1,5 m.s<sup>-1</sup> a permis de mettre en évidence ce régime d'ébullition. Comme il s'agit de phénomènes très rapides, les auteurs ont utilisé un système de mesure de température basé sur la conductivité électrique du platine. Ce système a pour avantage d'être plus rapide que les thermocouples habituels, ce qui est nécessaire dans cette expérience où la température de paroi atteint la température de saturation en quelques dizaines de millisecondes. Cependant, cette méthode de mesure du flux et de température de paroi ne peut être appliquée sur toutes les géométries, ni sur tous les matériaux.

Une partie des résultats obtenus est illustrée dans la figure 1.5. Elle montre, pour plusieurs sous-refroidissements, l'évolution de la courbe d'ébullition en présentant  $q_w$  le flux dégagé à la paroi en fonction de la surchauffe notée sur cette figure  $\Delta T_{sat}$ , qui équivaut à  $\Delta T_{sup}$ . Pour des surchauffes supérieures au point M1, le régime est le régime d'ébullition en film. Entre le point M2 et M1, c'est le régime d'ébullition en film instable, avec un flux plus élevé. Pour des surchauffes inférieures à la température au point M2, des régimes d'ébullition similaires à la courbe de Nukiyama [82] sont observés.

Les paramètres qui semblent favoriser le régime de film instable sont décrits par Honda et al. [47] :

- surchauffe faible;
- fort sous-refroidissement, un faible sous-refroidissement engendre des films plus épais;
- forte vitesse;
- grand diamètre du cylindre, car cela augmente la distance de parcours des perturbations, et donc l'instabilité a plus de chances d'arriver dans le sillage et de toucher la paroi.

Plus récemment, l'étude du régime d'ébullition en film instable a regagné de l'intérêt avec des études liées à la trempe d'*Accident Tolerant Fuel*, qui sont de nouvelles gaines pour le combustible nucléaire plus résistantes à l'oxydation [131, 126]. Lors de ces expériences, les conditions sont similaires à celles de la

trempe, car il s'agit de trempe sur des gaines à haute température avec de l'eau sous-refroidie.

Yeom et al. [131] et [129] proposent un mécanisme afin d'expliquer l'existence du régime de film instable. Les crêtes des ondes liquides pourraient entrer en contact avec des aspérités à la surface liées à la rugosité. Si le fluide entre en contact avec l'aspérité, celle-ci sert de site de nucléation. L'eau se vaporise pour reformer le film, ce qui induit une augmentation significative du flux de chaleur. Cependant, il reste à expliquer sous quelles conditions cette vaporisation peut s'effectuer, et quels sont les facteurs limitant ce phénomène.

### 1.2.3.2 Ébullition en régime de transition

Quand le film commence à se rompre, la surface d'ébullition va être remouillée progressivement. Ce régime a été beaucoup moins étudié que le régime d'ébullition en film ou celui d'ébullition nucléée en raison de sa nature instable. Pendant cette phase, les phénomènes d'ébullition sont un mélange entre les poches de films de vapeur restantes et de l'ébullition nucléée. Comme la surface se remouille, ce régime s'accompagne d'une forte augmentation du flux jusqu'à atteindre le flux critique. Ce flux correspond au flux à partir duquel l'ébullition nucléée commence lors d'un refroidissement. Dans le même temps, la température de la surface d'ébullition décroît rapidement par rapport aux autres régimes d'ébullition. Les expériences d'ébullition de Jerome [51] qui ont été réalisées sur des surfaces planes horizontales de cuivre plus ou moins oxydées plongées dans du pentane ont révélé la sensibilité du régime de transition à l'état de surface. Tout d'abord, comme nous l'avons vu dans la partie sur l'ébullition en film (partie 1.2.2), le début du régime de transition est influencé par l'état de surface de la surface où se tient l'ébullition de l'eau. Le cuivre oxydé (surface rugueuse) a, dans cette expérience, une température minimale d'ébullition en film,  $T_{mfb}$ , plus élevée que le cuivre non oxydé (surface lisse). De plus, le flux mesuré pendant le régime de transition pour le cuivre oxydé est également plus important que pour le cuivre lisse. Le régime de transition semble donc particulièrement influencé par l'état de surface. Cela s'explique en particulier par le fait que les surfaces non lisses ont une meilleure mouillabilité, ce qui favorise les contacts liquide-solide et donc les échanges de chaleur.

### 1.2.4 Ébullition nucléée

Une fois que toutes les dernières poches de vapeur ont disparu, le flux critique, correspondant au début de l'ébullition nucléée, est atteint. Phénoménologiquement, ce flux correspond aux conditions où tous les sites de nucléation actifs sont saturés. En d'autres termes, il n'est pas possible d'avoir plus de zones où commencer la croissance d'une bulle. Quand la surchauffe diminue, le nombre de sites de nucléation diminue également. L'échange de chaleur est alors composé de trois mécanismes principaux qui seront plus détaillés dans la section 1.3.4. Le premier mécanisme est l'échange de chaleur par convection naturelle entre le solide et le liquide présent. Cela concerne les régions où il n'y a pas de formation de bulles de vapeur. Dans les régions où les bulles de vapeur se forment, deux mécanismes participent à l'échange de chaleur. Après le départ d'une bulle, le remouillage et la croissance de la nouvelle bulle de vapeur constituent un mécanisme d'échange de chaleur. Le dernier mécanisme est le transfert de chaleur lié au départ de la bulle qui emporte avec elle la chaleur latente contenue dans cette dernière. L'ébullition nucléée se produit pour de faibles surchauffes à pression atmosphérique (quelques dizaines de degrés Celsius pour l'eau). Il n'est donc pas déterminant pour la trempe des métaux, étant donné sa présence en fin du processus de trempe.

### 1.2.5 Courbe d'ébullition expérimentale en transitoire

Nous verrons dans les autres sections de ce chapitre que de nombreuses corrélations d'échange de chaleur ont été établies en régime stationnaire. Cependant, l'ébullition pendant une trempe est toujours en régime instationnaire. Afin de savoir si les corrélations établies en régime stationnaire sont applicables pour de l'ébullition dans un liquide à température de saturation lors d'une trempe, Sakurai et al. [99] ont mené des expériences sur des cylindres en platine plongés horizontalement dans un bain de refroidissement. Deux expériences ont été réalisées : l'une en régime transitoire et l'autre en régime stationnaire. Les auteurs notent que la valeur du flux critique dans l'expérience en régime transitoire est d'environ 80 % de celle obtenue en régime stationnaire. La température à laquelle est obtenu le flux critique en transitoire est également plus élevée d'environ 15 K par rapport aux expériences menées en régime stationnaire. Le régime d'ébullition nucléée génère un flux moins important à l'approche du flux critique en régime transitoire. Cet écart se réduit pour les faibles surchauffes. Pour le régime d'ébullition en film, le flux et la température minimale d'ébullition en film ( $T_{mfb}$ ), les résultats sont quasi identiques en régime transitoire et en régime stationnaire. Une approche quasi stationnaire semble être pertinente dans le cas de l'ébullition en film.

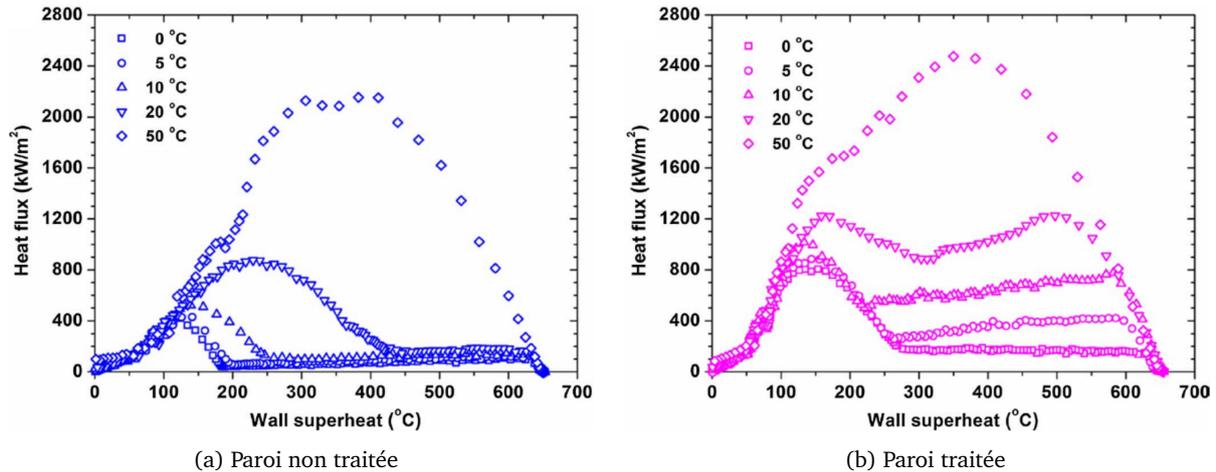


FIGURE 1.6 – Courbes d’ébullition pour plusieurs sous-refroidissement obtenues par Li et al. [71] pour des cylindres en acier inoxydable.

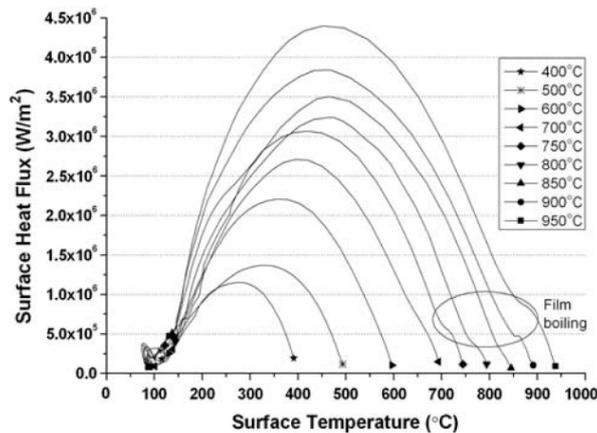


FIGURE 1.7 – Courbes d’ébullition obtenues par Babu and Prasanna Kumar [6] pour la trempe de cylindres en position verticale en acier inoxydable pour plusieurs surchauffes initiales avec un sous-refroidissement de  $\Delta T_{sub} = 32^\circ\text{C}$ .

Dans le même temps, les articles Babu and Prasanna Kumar [6], Lu et al. [75] et [71] présentent des courbes d’ébullition en forme de cloche. La figure 1.6 présente les courbes d’ébullition obtenues par Li et al. [71] pour la trempe de cylindres en acier inoxydable plongés verticalement dans de l’eau. Deux expériences sont menées pour différents états de surface des cylindres trempés. En particulier, l’une de ces surfaces a été traitée pour être superhydrophile. Les formes obtenues de ces courbes s’éloignent grandement des courbes obtenues en régime stationnaire. Notamment, le flux critique semble se décaler vers des surchauffes bien plus importantes. De plus, l’effet de l’état de surface est bien illustré sur ces expériences, la courbe avec la paroi traitée ayant un refroidissement plus rapide que celle avec la paroi non traitée.

Dans l’article de Babu and Prasanna Kumar [6], les auteurs réalisent également une trempe sur des cylindres positionnés verticalement, mais pour différentes températures de départ, en conservant le même sous-refroidissement. Les courbes obtenues sont présentées dans la Figure 1.7. La température de départ de la trempe pourrait donc avoir un effet sur la courbe d’ébullition d’après ces observations. Cependant, il est bon de rappeler qu’estimer un flux à la paroi n’est pas chose aisée. Il n’existe pas de mesure directe du flux, il faut le reconstruire à l’aide de relevés de température, la plupart du temps réalisés avec des thermocouples. Des biais d’estimation du flux à la paroi existent [40, 83]. Une analyse de ces biais sera abordée plus en détail dans la section 3.3 du chapitre 3.

## 1.3 Modélisation physique et corrélations

### 1.3.1 Échange de chaleur en ébullition en film

#### 1.3.1.1 Corrélations d'échange de chaleur à saturation

Les échanges de chaleur lors de l'ébullition en film ont été étudiés depuis la première moitié du 20<sup>ème</sup> siècle. Les premiers travaux se concentrent sur les films de vapeur dans un liquide à température de saturation. Ces derniers ont été menés par Bromley [16] et [17]. Bromley a mené l'étude sur des cylindres positionnés horizontalement avec et sans convection forcée. Dans ce modèle, le transfert de chaleur est supposé purement conductif dans le film de vapeur. Cela permet, entre autres, de définir le flux de chaleur comme :

$$q_w = -k_v \frac{\Delta T_{sup}}{\delta} \quad (1.2)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur du film,  $k$  la conductivité thermique, l'indice  $v$  réfère à la vapeur,  $q_w$  le flux thermique à la paroi du solide et  $\Delta T_{sup} = T_w - T_{sat}$  la surchauffe. Ainsi, la connaissance de l'épaisseur du film permet de prédire le transfert de chaleur. Cette hypothèse sera utilisée par la suite dans de nombreux articles. Le coefficient d'échange en convection naturelle calculé par Bromley [16] est alors donné par :

$$h_c = \frac{k_v}{D} \text{Nu}_D \equiv 0,62 \frac{k_v}{D} \left( \frac{\text{Gr}_D \text{Pr}_v}{\text{Ja}'_{sup}} \right)^{0,25} \quad (1.3)$$

Avec  $D$  le diamètre du cylindre,  $\text{Gr}_D$  le nombre de Grasshof,  $\text{Pr}$  le nombre de Prandtl et  $\text{Ja}'_{sup} = C_{p_v} \Delta T_{sup} / h'_{\ell \rightarrow v}$  le nombre de Jakob modifié où  $h_{\ell \rightarrow v}$ , la chaleur latente, est remplacée par  $h'_{\ell \rightarrow v}$ .  $h'_{\ell \rightarrow v}$  est l'enthalpie de changement de phase corrigée de la surchauffe de la vapeur. La définition de  $h'_{\ell \rightarrow v}$  est donnée à la relation (1.4) :

$$h'_{\ell \rightarrow v} = h_{\ell \rightarrow v} + \int_{T_{sat}}^{\Delta T_{sup}/2 + T_{sat}} C_{p_v}(T) dT \quad (1.4)$$

avec  $C_{p_v}$  la capacité calorifique massique isobare de la vapeur.

Compte tenu des hypothèses faites dans l'article, l'auteur approxime l'équation (1.4) par celle présentée à l'équation (1.5) :

$$h'_{\ell \rightarrow v} \approx h_{\ell \rightarrow v} \left( 1 + 0,4 \frac{c_{p_v} \Delta T_{sup}}{h_{\ell \rightarrow v}} \right)^2 \quad (1.5)$$

Dans ce modèle, les propriétés de la vapeur sont évaluées à  $(T_w + T_{sat})/2$ . Cette première corrélation fait apparaître les premiers nombres sans dimension d'importance pour l'étude de l'ébullition en film. Une première remarque intéressante est la présence au dénominateur du nombre de Jakob de surchauffe modifié,  $\text{Ja}'_{sup}$ . Quand la surchauffe augmente, ce nombre augmente également, ce qui tend à diminuer le coefficient de transfert de chaleur,  $h_c$ , selon l'équation 1.3. Cela s'explique par le fait qu'avec une paroi plus chaude, le film de vapeur a tendance à s'épaissir, et donc à diminuer ce coefficient qui est inversement proportionnel à l'épaisseur du film dans ce modèle. Cependant, le nombre de Grasshof augmente également avec la température de paroi, comme l'écart de masse volumique entre la vapeur et l'eau augmente. Cela accentue les phénomènes de flottabilité qui ont pour effet d'amincir le film de vapeur en bas du cylindre positionné horizontalement. Le film de vapeur plus fin engendre alors un coefficient d'échange thermique plus important. Ainsi, l'augmentation de la température de paroi accentue deux effets antagonistes en ce qui concerne ce coefficient. L'évolution du flux thermique surfacique en fonction de la surchauffe pour de l'eau à 1 bar sans considérer le rayonnement est présentée dans la figure 1.8 (courbe en pointillé). Comme le flux augmente avec la surchauffe, cela montre que les effets de flottabilité l'emportent sur les effets thermiques en ce qui concerne l'épaisseur du film de vapeur dans ce modèle. Ainsi, une augmentation de la surchauffe induit bien une augmentation de l'échange de chaleur lors de l'ébullition en film.

Pour intégrer les transferts de chaleur radiatifs, l'hypothèse faite est que le rayonnement est absorbé en grande partie dans une faible épaisseur du liquide près du film de vapeur. Cette chaleur contribue alors à vaporiser l'eau, mais ne chauffe pas la vapeur contenue dans le film de vapeur. On note  $h_{tot}$  le coefficient d'échange total,  $h_c$  le coefficient d'échange conductif dans le film de vapeur et  $h_r$  le coefficient d'échange radiatif. L'auteur obtient alors l'équation implicite suivante pour  $h_{tot}$ , le coefficient d'échange de chaleur total :

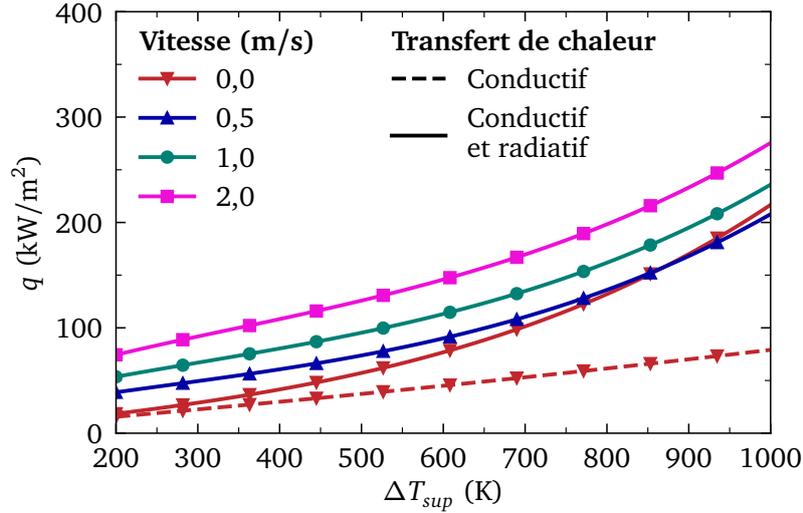


FIGURE 1.8 – Flux de chaleur,  $q_w$ , pendant le régime d'ébullition en film en fonction de la surchauffe  $\Delta T_{sup}$  pour un cylindre positionné horizontalement de diamètre  $D = 420$  mm. La corrélation de Bromley [16] est représentée avec et sans l'apport du rayonnement pour la vitesse nulle et celle de Bromley et al. [17] est tracée pour les autres vitesses.

$$h_{tot} = \frac{h_c^{4/3}}{h_{tot}^{1/3}} + h_r \quad (1.6)$$

Comme cette formulation est implicite, l'auteur en donne deux approximations explicites selon le cas considéré. L'équation (1.7) est valide tant que  $h_r \ll h_c$ , et la précision est de l'ordre de 5 %. Sinon, l'équation 1.8 doit être utilisée. L'expression de  $h_r$  utilisée est celle correspondant à deux plaques parallèles (1.9).

$$h_{tot} = h_c + \frac{3}{4} h_r \quad (1.7)$$

$$h_{tot} = h_c + h_r \left( \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{h_r}{h_c} \frac{h_c}{2,62 h_c + h_r} \right) \quad (1.8)$$

$$h_r = \frac{\sigma_{SB}}{\epsilon^{-1} + \alpha_r^{-1} - 1} \frac{T_w^4 - T_\ell^4}{\Delta T_{sup}} \quad (1.9)$$

La figure 1.8 présente l'évolution du flux thermique surfacique à la paroi solide,  $q_w$ , en fonction de la surchauffe,  $\Delta T_{sup}$ , pour la corrélation de Bromley [16] en convection naturelle (c'est-à-dire à vitesse infinie nulle) avec et sans prise en compte du transfert radiatif. Bien que très faible pour les basses surchauffes, il est évident que ce transfert est essentiel à prendre en compte pour les fortes surchauffes.

Dans l'article Bromley et al. [17], l'auteur s'intéresse à l'effet de la convection forcée sur les échanges de chaleur en ébullition en film. Le coefficient d'échange par convection forcée est donné dans cette étude par l'équation (1.10). Dans cette équation,  $Re_{\ell,D}$  représente le nombre de Reynolds dans le liquide et  $\mu$  est la viscosité dynamique. Cette expression est valable pour un nombre de Froude,  $Fr = \frac{u_\infty}{\sqrt{gD}} > 2,0$ , avec

$u_\infty$  la vitesse du liquide en dehors de la couche limite dynamique et  $g$  est l'accélération de pesanteur, prise ici égale à  $9,81 \text{ m.s}^{-2}$ . Cette expression est alors assez similaire à celle de l'équation (1.3), seulement ici les phénomènes de flottabilité sont représentés par le rapport des masses volumiques de la vapeur sur celle du liquide et les phénomènes d'inertie par le nombre de Reynolds.

Pour les transferts par rayonnement, la même analyse que pour la convection naturelle est menée pour intégrer le transfert radiatif au coefficient d'échange convectif. Cependant, ici, à cause de la convection forcée, l'auteur considère un angle de décollement de l'écoulement de  $90^\circ$ , et n'applique le rayonnement que sur la moitié basse du cylindre. L'expression analytique en fonction de l'angle de décollement est présentée dans l'équation (1.11), et l'application à un angle de décollement de l'écoulement de  $90^\circ$  donne la corrélation retenue dans l'article de Bromley et al. [17] donnée par l'équation (1.12). La figure 1.8 montre

l'évolution du flux de chaleur pour différentes vitesses. La vitesse joue un rôle important dans les échanges de chaleur, comme une vitesse de 1 m/s augmente de 13 % le flux en paroi par rapport à une vitesse nulle, et cette augmentation monte à 35 % pour une vitesse de 2 m/s d'après ce modèle.

$$h_c = 2,7 \frac{k_v}{D} \sqrt{\frac{\text{Re}_{\ell,D} \text{Pr}_v}{\text{Ja}'_{sup}} \frac{\mu_\ell}{\mu_v} \frac{\rho_v}{\rho_\ell}} \quad (1.10)$$

$$h_{tot} = h_c + h_r \left(1 - \frac{\theta'}{4\pi}\right) \quad (1.11)$$

$$h_{tot} = h_c + \frac{7}{8} h_r \quad (1.12)$$

$$(1.13)$$

Par la suite, d'autres auteurs se sont intéressés à l'étude du transfert de chaleur dans les films de vapeur dans un liquide à saturation. Berenson [9] a étudié les instabilités de Taylor-Helmholtz pour l'ébullition en film sur des plaques planes horizontales. Ici, l'auteur précise le modèle de Bromley [16] en prenant en compte la déformation de l'interface liquide-vapeur due à ces instabilités et suppose que la formation de bulles qui se détachent du film suit la structure de ces instabilités. En effet, dans un liquide à température de saturation, il n'existe pas de phénomène de condensation qui permette au film de se stabiliser. Sans ces décrochages de bulles, le film s'épaissirait à l'infini. Cependant, à cause des instabilités hydrodynamiques et des forces de flottabilité, des bulles se décrochent afin de stabiliser le film de vapeur dans son environnement. Le coefficient d'échange obtenu (équation (1.14)) est intéressant, car il est similaire à celui trouvé par Bromley [16]. En effet, seule la constante multiplicative et la dimension caractéristique sont modifiées dans le modèle de Berenson [9] par rapport au modèle de Bromley [16]. La dimension caractéristique étant dans ce modèle la longueur capillaire,  $L_{cap}$  contrairement au modèle de Berenson [9] où la distance caractéristique est le diamètre du cylindre.

$$h_c = 0,425 \frac{k_v}{L_{cap}} \left(\frac{\text{Gr}_{L_{cap}} \text{Pr}_v}{\text{Ja}'_{sup}}\right)^{0,25} \quad (1.14)$$

Klimenko [61] compléta ce modèle en prenant en compte le caractère turbulent que la vapeur peut avoir dans le film de vapeur à forte surchauffe. Ce caractère turbulent de la vapeur prédit une épaisseur du film de vapeur plus fine que dans les autres modèles, et donc une augmentation de l'échange de chaleur. Cela s'explique par le fait que considérer de la turbulence dans la vapeur résulte en une diminution de la pression de la vapeur pour une même épaisseur de film. Comme la pression de la vapeur doit équilibrer la pression que l'eau exerce sur le film en prenant en compte la tension de surface, il en résulte alors un film plus fin.

### 1.3.1.2 Corrélations d'échange de chaleur avec liquide sous-refroidi

Afin de prédire les échanges de chaleur lors de l'ébullition en film avec un liquide sous-refroidi,  $\Delta T_{sub} > 0$ , il faut prendre en compte la couche limite thermique du liquide en contact avec le film de vapeur. Cess and Sparrow [20, 21] furent les premiers à effectuer cette analyse sur des plaques planes horizontales en convection forcée. L'étude est menée sur des écoulements laminaires. Epstein and Hauser [32] réalisent une analyse similaire pour des sphères et des cylindres positionnés horizontalement. Ce modèle est intéressant, car l'expression analytique reste simple à analyser. Le coefficient d'échange  $h_c$  obtenu par Epstein and Hauser [32] est présenté à l'équation (1.15) :

$$h_c = 2,5 \frac{k_v}{D} \sqrt{\text{Re}_{\ell,D}} \left[ \frac{\text{Pr}_v}{24 \text{Ja}_{sup}} \left(\frac{\mu_\ell}{\mu_v}\right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_\ell} + \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\mu_\ell}{\mu_v} \frac{\text{Pr}_v}{\sqrt{\text{Pr}_\ell}} \frac{\text{Ja}_{sub}}{\text{Ja}_{sup}}\right)^4 \right]^{1/4} \quad (1.15)$$

où  $\text{Ja}_{sub} = C_{p_\ell} \Delta T_{sub} / h_{\ell \rightarrow v}$  est le nombre de Jakob de sous-refroidissement dans ces équations. Comme pour l'analyse de Bromley et al. [17], le coefficient d'échange convectif dépend de la racine carrée du nombre de Reynolds. Cependant, la prise en compte du sous-refroidissement complexifie l'équation. Pour un sous-refroidissement nul, une forme analogue avec les expressions précédemment présentées est retrouvée, c'est-à-dire un terme en puissance 1/4 qui met en compétition le nombre de Prandtl, de Jakob surchauffé et les effets de flottabilité avec le rapport des masses volumiques et des viscosités dynamiques. Dans ce modèle, l'effet du sous-refroidissement dépend du rapport des viscosités dynamiques des phases vapeur et liquide, du rapport des nombres de Prandtl et du rapport des nombres de Jakob de sous-refroidissement,  $\text{Ja}_{sub}$ , et de

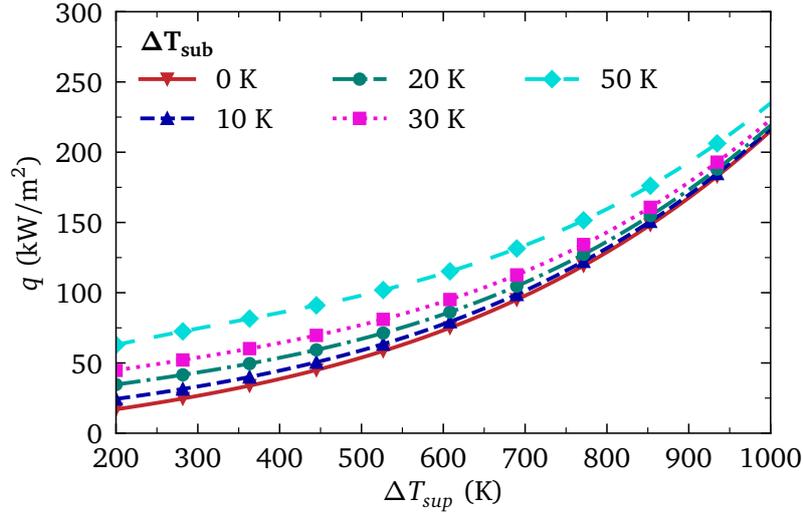


FIGURE 1.9 – Courbe d'ébullition en film donnée par la corrélation de Sakurai et al. [100] pour plusieurs sous-refroidissements  $\Delta T_{sub}$ , pour un cylindre horizontal de diamètre  $D = 420$  mm.

surchauffe,  $Ja_{sup}$ . Ce rapport est à la puissance 4 dans le terme à la puissance  $1/4$ , ce qui montre un fort effet du rapport entre sous-refroidissement et surchauffe sur l'échange de chaleur lors de l'ébullition en film.

L'étude de l'ébullition en film dans un milieu sous-refroidi en convection naturelle autour de cylindres positionnés horizontalement sera faite plus tard par Sakurai et al. [100]. Le coefficient d'échange obtenu est de la forme :

$$h_{tot} = h_c + J h_r \quad (1.16)$$

Avec  $J$  le facteur prenant en compte la contribution des échanges radiatifs, défini comme :

$$J = F + (1 - F) (1 + 1,4 h_c/h_r)^{-1} \quad (1.17)$$

Le terme  $F$  est défini comme :

$$F = \max(0, 19, F') \quad (1.18)$$

avec

$$F' = [1 - 0,25 \exp(-0,13 Ja_{sub}/Pr_v)] \exp[-0,64 R^{-0,60} Pr_\ell^{-0,45} (Ja_{sub}/Pr_v)^{-0,73} Ja_{sub}^{1,1}] \quad (1.19)$$

et

$$R = \sqrt{\frac{\rho_v \mu_v}{\rho_\ell \mu_\ell}} \quad (1.20)$$

Ces termes ont été déterminés à partir de données expérimentales regroupant plusieurs liquides à différents sous-refroidissements et pressions. Le coefficient  $h_c$  est quant à lui défini analytiquement comme :

$$h_c = 0,612 \frac{k_v}{D} M^{1/4} \quad (1.21)$$

Le terme  $M$  est défini dans l'article de Sakurai et al. [100], et prend en compte le nombre de Grasshof, le nombre de Prandtl liquide et vapeur, le nombre de Jakob de surchauffe et le nombre de Jakob de sous-refroidissement. Les propriétés liquides sont évaluées à  $(T_\ell + T_{sat})/2$  et celles de la vapeur à  $(T_w + T_{sat})/2$ . La formule analytique de ces corrélations est très complexe, et une interprétation directe n'est pas aisée. La figure 1.9 présente cette corrélation pour différents sous-refroidissements. Comme attendu, le sous-refroidissement augmente l'échange de chaleur, car le film de vapeur résultant est plus fin. Shiotsu and Hama [107] proposeront un modèle similaire pour les cylindres positionnés verticalement en convection naturelle et forcée.

Pour conclure ce paragraphe sur les corrélations d'échange de chaleur, le tableau 1.1 récapitule les différents modèles exposés dans cette partie ainsi que les phénomènes modélisés et pris en compte dans les

corrélations présentées. Ce tableau permet de mettre en évidence les nombres sans dimension qui caractérisent l'échange de chaleur en ébullition en film, en n'oubliant pas le nombre de Prandtl qui n'y figure pas ainsi que les rapports de masses volumiques et de viscosités. Au terme de cette analyse, il apparaît que l'ébullition est un phénomène physique complexe qui est traduit par des corrélations d'échange de chaleur elles-mêmes très complexes dans leur expression et dépendantes de multiples facteurs. Cependant, toutes ces études se focalisent sur l'échange de chaleur lorsque le film est stable, mais il est également important de connaître les conditions de stabilité du film de vapeur pour pouvoir prédire la rupture et/ou la formation de ce dernier lors d'une trempe.

Modèle	Géométrie	Surchauffe	Sous-refroidissement	Convection
		$Ja_{sup}$	$Ja_{sub}$	$Re_\ell$ et/ou $Gr_v$
Bromley (1950,1953)	Cylindre horizontal	✓		naturelle et forcée
Berenson (1961)	Plaque plane horizontale	✓		naturelle
Klimenko (1981)	Plaque plane horizontale	✓		naturelle
Cess and Sparrow (1981)	Plaque plane horizontale	✓	✓	forcée
Epstein and Husein (1980)	Cylindre horizontal	✓	✓	forcée
Sakurai et al. (1990)	Cylindre horizontal	✓	✓	naturelle
Shiotsu and Hama (2000)	Cylindre vertical	✓	✓	naturelle et forcée

TABLEAU 1.1 – Résumé des corrélations d'échange de chaleur en ébullition en film avec les phénomènes considérés pour chacune.

### 1.3.2 Température minimale d'ébullition en film

Comme indiqué dans la section 1.1, l'un des principaux défis de la trempe réside dans la maîtrise de la vitesse de refroidissement. Une vitesse élevée est particulièrement nécessaire pour garantir les meilleures propriétés de l'acier. Cependant, la présence d'un film de vapeur pendant ce processus peut avoir des effets indésirables sur la trempe. Il est donc essentiel de comprendre les conditions de stabilité d'un tel film de vapeur.

#### 1.3.2.1 Modèles basés sur l'hydrodynamique

Zuber [132] fut le premier à émettre l'hypothèse que le film de vapeur se rompt quand la quantité de vapeur produite par ce dernier n'est pas assez importante pour compenser les effets normaux d'effondrement du film de vapeur. Dans le cas d'ébullition en film à saturation, le film perd de la vapeur en relâchant des bulles, ce qui contribue à son effondrement. Le flux minimal de l'ébullition en film est donc déduit par Zuber [132] comme :

$$q_{mfb} = e_b n_b f_{mfb} \quad (1.22)$$

où  $e_b$  est l'énergie interne contenue dans une bulle,  $n_b$  représente le nombre de bulles se détachant par période de détachement et par unité de surface, et  $f_{mfb}$  est la fréquence de départ de ces bulles à la température  $T_{mfb}$ . Dans ce modèle, le détachement des bulles et les instabilités de Taylor-Helmholtz sont intimement liés. Le rayon de la bulle, la fréquence de départ et la surface soumise à l'ébullition sont définis en fonction de la longueur d'onde la plus critique de ces instabilités. Cette hypothèse découle du fait que les auteurs considèrent que le décrochage de la bulle correspond à la perturbation associée à la longueur d'onde critique des instabilités hydrodynamiques. À l'aide de la relation de dispersion de ces instabilités et de cette longueur d'onde, les auteurs déduisent alors la fréquence de départ des bulles  $f_{mfb}$  pour une plaque plane horizontale. Les auteurs déduisent alors une expression générique pour  $q_{mfb}$  :

$$q_{mfb} = C \rho_v \left( \frac{g \sigma (\rho_\ell - \rho_v)}{27(\rho_\ell + \rho_{vap})^2} \right)^{1/4} \quad (1.23)$$

avec  $C$  une constante.

Berenson [9] reprendra la formulation et corrélera  $q_{mfb}$  avec des données expérimentales obtenues avec le n-pentane et le CCL<sub>4</sub> et obtiendra la corrélation suivante :

$$q_{mfb} = 0,09 \rho_v h_{\ell \rightarrow v} \left( \frac{g(\rho_\ell - \rho_v)}{\rho_\ell + \rho_v} \right)^{2/3} \left( \frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)} \right)^{1/4} \quad (1.24)$$

Afin de déterminer la surchauffe minimale nécessaire à l'existence du film, Berenson [9] lie l'expression du flux minimum avec le coefficient d'échange :

$$\Delta T_{mfb} = \frac{q_{mfb}}{h_{mfb}} \quad (1.25)$$

À l'aide de l'expression du coefficient d'échange présentée à l'équation (1.14), issue du même article, ainsi que des équations équation (1.25) et équation (1.24), l'auteur établit l'expression de la surchauffe minimale pour un film de vapeur comme suit :

$$\Delta T_{mfb, Berenson} = 0,127 \frac{L_{cap} \rho_v h_{\ell \rightarrow v}}{k_v} \left( \frac{g(\rho_\ell - \rho_v)}{\rho_\ell + \rho_v} \right)^{2/3} \left( \frac{\mu_v}{\rho_\ell - \rho_v} \right)^{1/3} \quad (1.26)$$

avec  $L_{cap}$  la longueur capillaire définie à l'équation 1.1. Henry and Baumeister [43] corrigeront la formulation de Berenson [9] (équation (1.26)), en prenant en compte les contacts liquide-solide qui peuvent survenir lorsque la température est proche de  $T_{mfb}$ . Il intégrera également les propriétés du solide et les effets de vaporisation en microcouches dans sa corrélation. Dans les approches précédentes, il était supposé que la température minimale d'ébullition en film,  $T_{mfb}$ , est égale à la température du mur,  $T_w$ , et à la température locale du liquide,  $T_\ell$ , lorsque le film se rompt. Cependant, la température d'une interface entre un solide et un liquide (à l'équilibre) est donnée par :

$$T_\Gamma = \frac{e_\ell T_\ell + e_w T_w}{e_\ell + e_w} \quad (1.27)$$

Avec  $e = \sqrt{k \rho C_p}$  l'effusivité thermique. En utilisant cette formule avec  $T_w = T_{mfb}$ ,  $T_\Gamma = T_{mfb, ISO} \equiv T_{mfb, Berenson}$ , et  $T_\ell = T_{sat}$ , et en incluant les autres effets mentionnés précédemment, l'auteur en déduit la formule suivante pour la température minimum d'ébullition en film :

$$\frac{T_{mfb} - T_{mfb, Berenson}}{T_{mfb, Berenson} - T_{sat}} = 0,42 \left( \frac{e_\ell C_{p_v}}{e_w C_{p_w}} \frac{1}{Ja_{sup}^*} \right)^{0,6}, \quad Ja_{sup}^* = \frac{C_{p_v} \Delta T_{mfb, Berenson}}{h_{\ell \rightarrow v}} \quad (1.28)$$

La dénotation *ISO* réfère à la considération que la température de l'interface et du mur sont égales, c'est-à-dire que ces deux surfaces sont isothermes. Cette équation est intéressante, car elle met en évidence la compétition entre la capacité du liquide à retirer de l'énergie du solide et celle du solide à lui en fournir. Cela se traduit par le rapport des effusivités dans l'équation (1.28). Pour un refroidissement transitoire, si le solide a une faible effusivité thermique, la température  $T_{mfb}$  sera plus élevée, car le solide ne pourra pas fournir suffisamment d'énergie pour maintenir le régime d'ébullition en film. Cependant, comme représenté sur figure 1.10, cette formulation ne rend pas bien compte des effets du sous-refroidissement dans l'eau. Dans cette formulation, le sous-refroidissement est pris en compte via la variation de l'effusivité thermique du liquide,  $e_\ell$ , avec la température du liquide.

### 1.3.2.2 Corrélations semi-empiriques

Lors d'une trempe, le liquide est sous-refroidi. Les modèles abordés dans la section 1.3.2.1 ne décrivent pas de manière assez précise l'effet du sous-refroidissement sur la température minimale d'ébullition en film. Dans la littérature, le sous-refroidissement est le plus souvent considéré comme ayant un effet linéaire sur la température minimum d'ébullition en film. L'article de Carbajo [18] dresse état de l'art des corrélations permettant de calculer la température minimale d'ébullition en film et propose de rassembler les corrélations basées sur l'hydrodynamique et les corrélations empiriques pour formuler une corrélation générale pour les cylindres trempés verticalement. Premièrement, l'auteur définit  $\Delta T_{mfb, ISO}$ , c'est-à-dire la surchauffe minimale pour avoir un film de vapeur en considérant que la température de la paroi et de l'interface liquide-vapeur sont égales,  $T_w = T_\Gamma$ . Dans un premier temps, un liquide à température de saturation et un solide avec une effusivité infinie sont supposés. Compte tenu de ces hypothèses et de données expérimentales, l'auteur établit une corrélation empirique pour  $\Delta T_{mfb, iso}$  :

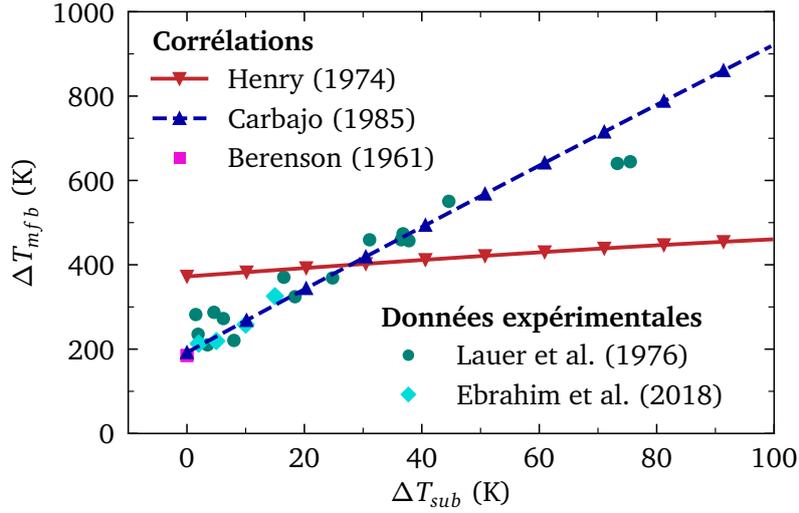


FIGURE 1.10 – Température minimum d'ébullition en film en fonction du sous-refroidissement. Les données expérimentales ont été obtenues pour des cylindres en acier immergés verticalement.

$$\Delta T_{mfb,ISO} = \frac{1,372 \times 10^6}{T_{cr}} \left( \frac{T_{cr} - T_{sat}}{\mu_\ell} \right)^{1/2} \quad (1.29)$$

L'auteur utilise de même que Henry and Baumeister [43] l'équation (1.27) pour ajouter les effets transitoires liés aux transferts de chaleur entre le mur et le fluide. La relation suivante est alors obtenue :

$$\Delta T_{mfb} = \Delta T_{mfb,ISO} \left( 1 + \frac{e_\ell}{e_w} \right) \quad (1.30)$$

Cependant, cette formulation ne prend pas en compte l'effet de l'état de surface du métal trempé sur la température minimale d'ébullition en film. Les parois d'acier pendant les trempes sont oxydées, car le métal est chauffé à haute température. La surface n'est donc pas lisse et présente des aspérités qui peuvent influencer sur la stabilité du film de vapeur. Ce point a notamment été abordé dans la partie 1.2.2 avec l'expérience de Vakarelski et al. [125]. L'auteur propose alors d'ajouter un coefficient  $\gamma$  sans dimension à l'équation (1.30) pour modéliser l'effet de l'état de surface du métal trempé sur la température minimale d'ébullition en film. L'équation devient alors :

$$\Delta T_{mfb} = \Delta T_{mfb,ISO} \left( 1 + \gamma \frac{e_\ell}{e_w} \right) \quad (1.31)$$

Le terme  $\gamma \frac{e_\ell}{e_w}$  est déterminé expérimentalement. Les valeurs données dans l'article sont de  $\gamma \frac{e_\ell}{e_w} \in \{1,733; 2,667\}$  pour de l'acier inoxydable oxydé. L'auteur précise le modèle en tenant compte des effets liés à la convection forcée en ajoutant un terme défini empiriquement. Il en est de même pour le sous-refroidissement. L'expression complète est alors :

$$\Delta T_{mfb} = \Delta T_{mfb,ISO} \left( 1 + \gamma \frac{e_\ell}{e_w} \right) \left[ 1 + r \left( \frac{\text{Re}_D \mu_\ell}{D} \right)^s \right] + a \Delta T_{sub} \quad (1.32)$$

Dans cette équation,  $r = 0,1$  et  $s = 0,4$ , sont des constantes obtenues expérimentalement, et  $a$  est le facteur de proportionnalité traduisant l'influence du sous-refroidissement. Les valeurs du débit massique,  $q_m$ , comprises dans le nombre de Reynolds, doivent être prises à 0 si  $q_m < 2 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  et à 400 si  $q_m > 400 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ . Pour le coefficient  $a$ , l'auteur propose une régression linéaire faite sur des données expérimentales :

$$a = \frac{4180}{C_{p\ell}} \frac{h_{\ell \rightarrow v}}{h_{\ell, sat}} \left( \frac{e_\ell}{e_w} \frac{C_{p_v}}{C_{p_w}} \frac{1}{\text{Ja}_{sup}^{ISO}} \right)^{0,1} \quad (1.33)$$

Avec  $h_{\ell, sat}$  représentant l'enthalpie du liquide considéré et  $\text{Ja}_{sup}^{ISO} = C_{p_v} \Delta T_{mfb,ISO} / h_{\ell \rightarrow v}$  le nombre de Jakob surchauffé évalué à la surchauffe  $\Delta T_{mfb,ISO}$ .

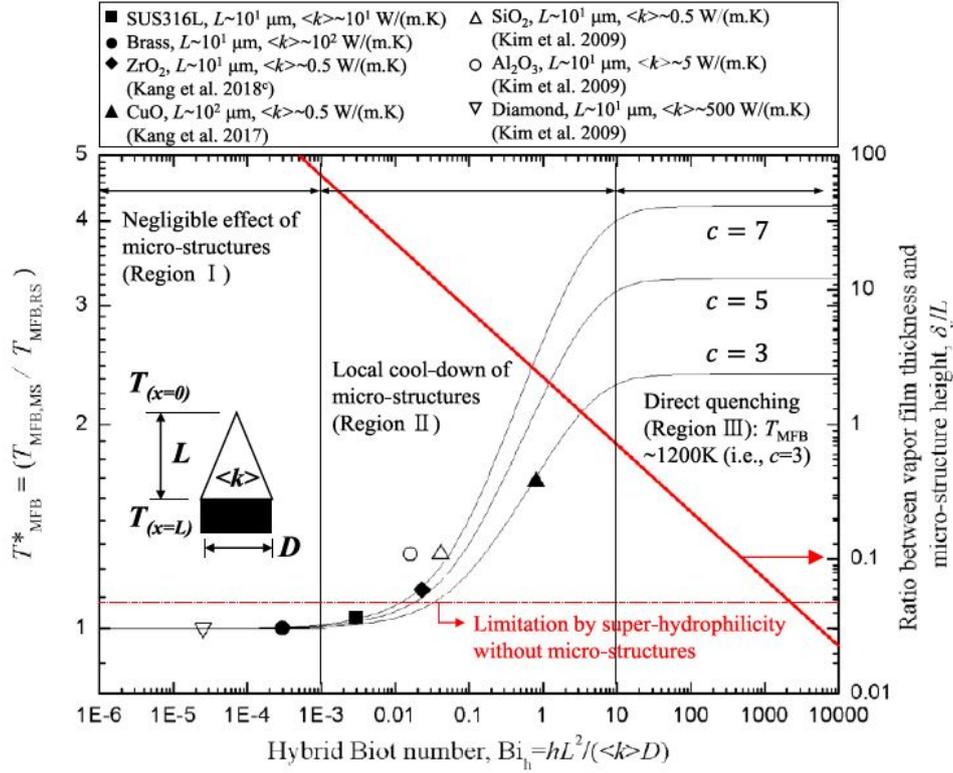


FIGURE 1.11 – Évolution du rapport  $T_{mf,b,MS}/T_{mf,b,RS}$  en fonction du nombre de Biot hybride dans l'article de Jun-young et al. [54].

### 1.3.2.3 Modèle prenant en compte la topographie de l'état de surface

Bradfield [15] fut le premier à suggérer que les propriétés thermophysiques du matériau affectent les contacts liquide-solide durant l'ébullition en film. Selon lui, le rapport  $\delta/l_r$  est un indicateur important des contacts liquide-solide, où  $l_r$  représente la hauteur des aspérités. Plus récemment, des études plus approfondies ont été menées sur l'effet de l'état de surface et la stabilité des films de vapeur. Jun-young et al. [54] font l'analyse que le film de vapeur commence à se rompre quand les aspérités de surface entrent en contact avec le liquide. Cela oblige à différencier deux températures : la température de l'aspérité et la température moyenne de la surface solide. Expérimentalement, c'est la mesure de la température moyenne qui est mesurée. La température des aspérités est quant à elle inférieure en raison de l'effet ailette. Cette analyse introduit le nombre de Biot hybride :  $Bi_{hyb} = hL_r^2/(<k>D)$ , avec  $l_r$  la hauteur de l'aspérité conique considérée dans ce cas,  $h$  le coefficient d'échange convectif,  $D$  le diamètre de l'aspérité et  $\langle k \rangle = k_w \zeta + (1 - \zeta) k_v$ , avec  $\zeta$  la porosité locale. Ainsi, la température minimum d'ébullition en film est décrite par :

$$T_{mf,b,MS} = T_{mf,b,RS} + c \Delta T_{ailette} \quad (1.34)$$

où  $T_{mf,b,MS}$  est la température minimale d'ébullition en film pour une surface avec une microstructure,  $T_{mf,b,RS}$  celle pour une surface de référence,  $\Delta T_{ailette}$  l'écart de température entre la base et la pointe de l'aspérité et  $c$  le facteur multiplicatif associé à l'effet ailette. Le terme  $\Delta T_{ailette}$  peut être calculé analytiquement en considérant des aspérités coniques dans un système pseudo-stationnaire. La figure 1.11 présente l'évolution du rapport  $T_{mf,b,MS}/T_{mf,b,RS}$  en fonction du nombre de Biot hybride. Selon l'échange de chaleur, trois zones sont distinctes : une première zone, où, pour les faibles nombres de Biot hybride, la microstructure n'affecte pas la température minimale d'ébullition en film,  $T_{mf,b}$ , une zone intermédiaire où les microstructures sont refroidies, puis enfin la zone où le film s'effondre. Ce modèle est particulièrement intéressant, car il fait le lien avec la phénoménologie de l'ébullition en film instable, dans le sens où le modèle est basé sur la topographie des aspérités et des contacts entre ces aspérités et le liquide.

De manière générale, l'étude de stabilité des films de vapeur est très complexe, car de nombreux paramètres et phénomènes physiques interviennent ainsi que la géométrie des surfaces soumises à l'ébullition. Face à cette complexité, des modèles utilisant l'intelligence artificielle ont été développés plus récemment [1, 7], reposant sur de nombreuses données expérimentales sur le sujet. Ces données sont notamment re-

groupées dans l'annexe de l'article de Bahman and Ebrahim [7]. Malheureusement, ces modèles sont souvent limités par leur base de données d'apprentissage et ne permettent pas de comprendre la physique sous-jacente des phénomènes de stabilité du film. Le tableau 1.2 récapitule les différents modèles abordés dans cette section.

Modèle	Géométrie	Sous-refroidissement	Effusivité	Convection	Etat de surface
		$Ja_{sub}$	$e_\ell/e_w$	$Re_\ell$ et/ou $Gr_v$	
Berenson (1961)	PPH			nat.	
Henri et Baumeister (1974)	PPH	✓	✓	nat.	
Carbajo (1985)	Cylindre vertical	✓	✓	nat. et forcée	✓
Jun-Young et al. (2018)	Sphères	✓	✓	nat.	✓
Alotaibi et al. (2021)	Multiple	✓	✓	nat.	
Bahman et Ebrahim (2020)	Multiple	✓	✓	nat.	

TABLEAU 1.2 – Prise en compte de différents paramètres pour les corrélations de température minimum d'ébullition en film. PPH : plaque plane horizontale, nat : naturelle.

### 1.3.3 Ébullition en film instable et régime de transition

#### 1.3.3.1 Régime de film instable

Le régime d'ébullition en film instable a été peu étudié d'un point de vue théorique, principalement en raison d'un manque de données expérimentales et de la difficulté à capturer finement ce phénomène. Yagov et al. [129, 130] proposent une première approche quantitative de ce régime d'ébullition à travers plusieurs articles. Le mécanisme proposé est que ce régime se produit lors de contacts liquide-solide de manière transitoire pendant le refroidissement. De plus, ces contacts se produisent lorsque la température du solide,  $T_w$ , est supérieure à la température de surchauffe limite de l'eau, notée  $T_{shl}$  où *shl* signifie *superheated limit*. Cette température correspond à la condition spinodale  $\left. \frac{dp}{dv} \right|_T = 0$ , avec  $v$  le volume molaire en  $m^3/mol$ , et  $p$  la pression. Cette valeur peut être calculée théoriquement, par exemple avec l'équation d'état de Redlich and Kwong [94], ou mesurée expérimentalement. La méthode de chaleur pulsée a été utilisée par Pavlov and Skripov [87] pour déterminer  $T_{shl} = 575$  K pour de l'eau à 1,01 bar. Le rapport de Avedisian [4] présente des mesures de cette température pour divers liquides, pressions et méthodes de mesure. À cette température, l'eau se vaporise en 0,1 et 1 nanoseconde [110] car elle se trouve dans un état métastable. Lors de ces contacts, l'eau liquide est donc vaporisée quasi-instantanément, ce qui induit un flux de vaporisation intense noté  $q_{ev}$ . Le contact est illustré sur la figure 1.12.

La partie soumise au contact liquide/fluide est soumise à un flux  $q_{ev}$ . Au point de contact triple entre la phase liquide, vapeur, solide, l'interface est déformée à cause de la tension de surface du liquide,  $\sigma$ . L'ordre de grandeur de l'épaisseur du film de liquide à l'endroit de ces contacts a été estimé par Yagov [128]. Cette épaisseur  $\delta_m$  est de l'ordre de  $10^{-8}$  m. Le gradient de pression dans le liquide peut donc être approximé par :

$$\frac{dp}{dn_\Gamma} \approx \frac{\sigma}{\delta_m^2} \quad (1.35)$$

avec  $p$  la pression est  $n_\Gamma$  la direction normale à la paroi dans ce cas précis et  $\nu$  la viscosité cinématique. Connaissant le gradient de pression dans le liquide, le débit massique de liquide peut être obtenu comme :

$$q_m = \frac{dp}{dn_\Gamma} \frac{\delta_m^3}{\nu} \approx C \frac{\sigma \delta_m}{\nu} \quad (1.36)$$

Avec  $C$  une constante numérique pour corriger les approximations faites. Comme le fluide se vaporise quasi instantanément, le flux de chaleur par unité de longueur associé est donc :

$$q_{L,ev} = h_{\ell \rightarrow v} q_m \approx C \frac{h_{\ell \rightarrow v} \sigma \delta_m}{\nu} \quad (1.37)$$

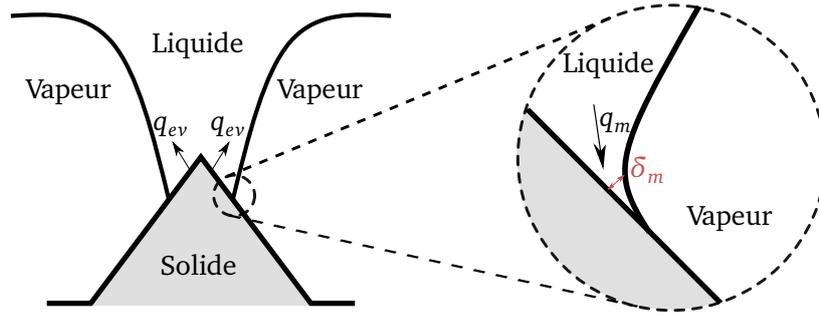


FIGURE 1.12 – Schéma des contacts liquide-solide durant l'ébullition en film instable selon Yagov et al. [130].

Pour une hauteur  $l_r$  de l'aspérité, le flux surfacique devient alors :

$$q_{ev} \approx C_1 \frac{h_{\ell \rightarrow v} \sigma \delta_m}{\nu l_r} \quad (1.38)$$

Les irrégularités à la surface des métaux, généralement de l'ordre du micromètre, impliquent que le rapport  $\frac{\delta_m}{l_r}$  est d'environ  $10^{-2}$ . Yagov et al. [129, 130] soutiennent que lors d'un contact, plusieurs dizaines voire centaines d'irrégularités entrent directement en contact avec le liquide, ce qui les conduit à conclure que  $C_1$  vaut approximativement 0,1. Par conséquent, les auteurs estiment que le flux surfacique résultant des contacts liquide-solide est localement :

$$q_{ev} \approx C_2 \frac{h_{\ell \rightarrow v} \sigma}{\nu} \quad (1.39)$$

avec  $C_2$  de l'ordre de  $10^{-3}$ , pour de l'eau à 1 bar, ce flux est de l'ordre de  $10^2 - 10^3$  MW/m<sup>2</sup>. Il est important de noter que ce flux est localisé sur une petite surface du solide et pendant un court laps de temps. Cependant, il participe à augmenter le flux moyen à la surface, comme il est très grand en comparaison avec les flux de chaleurs que l'on retrouve dans les autres phénomènes d'ébullition.

Le deuxième point abordé dans cet article concerne le développement d'une corrélation pour déterminer quand ce régime est possible. Yagov et al. [129, 130] postulent que pour que ce régime existe, le solide doit être capable de fournir localement un tel flux d'énergie. En effectuant un bilan d'énergie sur un volume défini notamment par la longueur caractéristique de diffusion thermique dans le solide  $x = \sqrt{\alpha t_0}$ , avec  $\alpha = k/(\rho C_p)$  la diffusivité thermique et  $t_0$  le temps caractéristique de ce phénomène, et en égalisant avec le flux établi à l'équation (1.39), les auteurs déduisent un critère de température minimum pour l'existence de ce phénomène. Ils utilisent notamment des corrélations pour estimer l'épaisseur du film de vapeur, les vitesses de la vapeur, ainsi que le modèle de Kapitza and Haar [57] pour les périodes d'oscillation du film de vapeur. Le détail de la démonstration est présenté dans l'article de référence [129]. Le critère résultant de ces hypothèses est présenté à l'équation (1.40).

$$K_0 = 4,5 \times 10^{-4} \frac{h_{\ell \rightarrow v} \sigma \left(\frac{\sigma}{g \rho_v}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{D}{\mu_\ell} \text{Pr}_v^{7/16} / \text{Gr}_v^{5/16}}}{(\Delta T_{sup} - \Delta T_{shl}) e_w} \sqrt{\frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_{sup}}} \quad (1.40)$$

La surchauffe  $\Delta T_{sup}$  correspondant au cas où  $K_0 = 1$ , est la surchauffe minimale nécessaire pour maintenir le régime d'ébullition en film instable. Les auteurs nuancent ce modèle en précisant bien qu'il s'agit d'un premier modèle pour prédire la condition d'existence de ce régime et que des précisions pourront être apportées dans de futures études.

### 1.3.3.2 Régime de transition

Tout comme le régime d'ébullition en film instable, le régime de transition est particulièrement difficile à étudier car il n'existe que sur des temps assez courts et est difficile à stabiliser. De plus, ce régime nécessite une compréhension fine de plusieurs phénomènes physiques, comme expliqué dans la section 1.2.3.2. Historiquement, ce régime a été présenté comme un régime où il y a localement de l'ébullition en film et localement de l'ébullition nucléée. Dhir and Liaw [29] ont proposé un modèle pour le régime de transition dans un fluide à température de saturation. Le flux résultant est décrit comme la somme de la contribution de l'ébullition en film et de la convection naturelle :

$$q_w = \eta q_{fb} + (1 - \eta) q_{nc} \quad (1.41)$$

$\eta$  représente la fraction volumique de vapeur près de la paroi, définie comme  $\eta = A_{dry}/A_{tot}$ , où  $A_{dry}$  est la surface sèche du solide, c'est-à-dire en contact avec la vapeur, et  $A_{tot}$  est l'aire totale du solide. L'évaluation de ce terme est cruciale dans ces corrélations, mais difficile à estimer analytiquement. Dans l'article de Dhir and Liaw [29], le terme  $\eta$  a été mesuré expérimentalement pour valider la formulation de la corrélation. En général, l'approche pour décrire analytiquement l'échange de chaleur lors du régime de transition consiste à décomposer le flux total en une somme pondérée de flux indépendants. Chaque flux représente un mode de transfert de chaleur présent dans le régime de transition. L'enjeu principal reste alors de déterminer la pondération de chacun de ces phénomènes.

D'autres modèles, notamment pour des simulations de trempe, proposent une interpolation linéaire (1.42) entre le flux critique et le flux d'ébullition obtenu à la température minimum d'ébullition en film,

$$q_w = \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}} q_{mfb} + \left(1 - \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}}\right) q_{chf} \quad (1.42)$$

Les articles basés sur des simulations numériques comme ceux de Kamenicky et al. [56], Kaynar et al. [58], Srinivasan et al. [115], ajoutent souvent des facteurs correctifs à cette pondération pour tenir compte du fait que le flux d'ébullition en film au minimum du régime de transition serait  $K_{mfb}$  fois supérieur à celui prédit par les corrélations, tandis que le flux critique  $K_{burn}$  serait moins important que celui prédit par les corrélations. L'indice *burn* signifie en anglais *burn out*. Cette justification repose sur le fait que les corrélations sont établies pour des régimes stationnaires et donc non transitoires. En raison de ce manque de corrélations, ces coefficients sont choisis pour correspondre à des résultats expérimentaux. Ainsi, dans ces modèles, le flux en régime de transition devient :

$$q_w = K_{mfb} \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}} q_{mfb} + K_{burn} \left(1 - \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}}\right) q_{chf} \quad (1.43)$$

Dans l'article de Kamenicky et al. [56], les valeurs de  $K_{mfb}$  et  $K_{burn}$  sont respectivement prises à 5 et 0,5.

### 1.3.4 Ébullition nucléée

#### 1.3.4.1 Modèle par analogie avec les échanges convectifs pour un écoulement monophasique

L'ébullition nucléée a été largement étudiée en raison de son utilité dans les industries modernes. Il s'agit du régime qui permet le meilleur échange de chaleur (jusqu'au flux critique) et est donc essentiel pour l'industrie énergétique, notamment celle utilisant des générateurs de vapeur (nucléaire, charbon, gaz). Cependant, ce régime n'existe que pour de faibles surchauffes à pression atmosphérique, ce qui le rend moins déterminant pour les problématiques de trempe. Par conséquent, cette partie ne constitue pas un exposé exhaustif sur l'ébullition nucléée.

Un des modèles les plus connus pour l'ébullition nucléée est le modèle de Rohsenow [98]. Ce modèle se base sur l'hypothèse que le processus d'accroissement de la bulle de vapeur et de son départ induisent un mouvement dans le fluide environnant la bulle, ce qui augmente les échanges de chaleur convectifs autour de la bulle de vapeur. Cette analogie permet de postuler que l'expression du nombre de Nusselt peut être obtenue par analogie avec les échanges en convection naturelle monophasique. Ainsi, le nombre de Nusselt,  $Nu_{d_d}$ , qui caractérise les échanges de chaleur à la paroi, peut être défini comme :

$$Nu_{d_d} = \frac{h d_b}{k_\ell} = A Re_{d_b}^{1-r} Pr_\ell^{1-s} \quad (1.44)$$

Avec  $d_b$  le diamètre de départ de la bulle de vapeur,  $r$  et  $s$  des constantes à déterminer. Le nombre de Reynolds est ici défini comme :

$$Re_{d_b} = \frac{\rho_v U_b d_b}{\mu_\ell} \quad (1.45)$$

Ce qui représente ici le rapport entre les forces d'inertie de la bulle de vapeur et les forces visqueuses du liquide. La vitesse  $U_b$  est prise comme la vitesse de vaporisation de la bulle :

$$U_b = \frac{q_w}{\rho_v h_{\ell \rightarrow v}} \quad (1.46)$$

En exprimant ensuite le diamètre de départ en fonction de l'angle de contact et de la tension superficielle, le flux de chaleur associé devient alors :

$$q_{\text{Rohsenow}} = \left( \frac{1}{C_{sf}} \right)^{1/r} \text{Pr}_\ell^{-s/r} \left( \text{Ja}_{\text{sup}} \frac{C_{pl}}{C_{pv}} \right)^{1/r} \frac{\mu_\ell h_{\ell \rightarrow v}}{L_{\text{cap}}^{1/2}} \quad (1.47)$$

avec  $C_{sf}$  une constante proportionnelle à la tension de surface.  $s$  et  $r$  valent respectivement 1,7 et 0,33, sauf pour l'eau où  $s = 1,0$ . Les valeurs de  $C_{sf}$  sont établies expérimentalement pour chaque système fluide-solide, d'où l'indice  $sf$ . Pour des cylindres positionné horizontalement en acier inoxydable dans de l'eau, cette valeur est déterminée comme étant  $C_{sf} \in \{0,015; 0,02\}$  [19]. Afin d'intégrer les effets de sous-refroidissement, Rohsenow [98] suggère d'associer à l'équation (1.46) le terme de transfert en convection naturelle, soit :

$$q_w = q_{\text{Rohsenow}} + q_{nc} \quad (1.48)$$

où  $q_{nc}$  est le flux associé à la convection naturelle ou *natural convection*.

### 1.3.4.2 Le modèle *Rensselaer Polytechnic Institute*

#### 1.3.4.2.1 Principe du modèle

La complexité des échanges de chaleur lors de l'ébullition nucléée est due à la multiplicité des phénomènes physiques qui interviennent. Bowring [14] a été le premier à répertorier les différents modes de transfert de chaleur lors de ce régime d'ébullition. Parmi ces processus, on retrouve la chaleur latente contenue dans les bulles de vapeur, les échanges convectifs dans le liquide dus aux mouvements des bulles de vapeur, la condensation des bulles, les transferts conductifs sur les sites occupés précédemment par les bulles, etc. Le modèle du *Rensselaer Polytechnic Institute* (RPI) consiste à séparer le flux en trois parties [63] :

$$q_w = (1 - \eta) q_{nc} + q_E + \eta q_b \quad (1.49)$$

Dans cette équation,  $\eta$  est la fraction surfacique couverte par les bulles de vapeur et dépend notamment du diamètre de départ de la bulle. Ce paramètre est évalué comme :

$$\eta = \min \left( 1, K \frac{N_w \pi d_d^2}{4} \right) \quad (1.50)$$

avec (1.51),  $V_d$  désigne le volume de départ de la bulle, donné par  $V_d = \frac{\pi d_d^3}{6}$ ,  $N_w$  est le nombre de sites de nucléation par  $\text{m}^2$ ,  $K$  une constante empirique et  $d_d$  le diamètre de départ de la bulle.

Le flux total est donc une somme des flux liés aux échanges de convection naturelle  $q_{nc}$ , au flux  $q_E$  :

$$q_E = V_d N_w f \rho_v h_{\ell \rightarrow v} \quad (1.51)$$

qui correspond au flux lié au départ de la bulle qui transporte avec elle de la chaleur latente, et  $q_b$  :

$$q_b = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e_\ell \sqrt{f} \Delta T_{\text{sup}} \quad (1.52)$$

qui représente le flux décrit par Mikic and Rohsenow [79] dans l'équation (1.52). Ce flux est lié au remouillage de la zone occupée par la bulle de vapeur avant son décrochage et à la vaporisation de l'eau liquide nouvellement en contact avec la surface soumise à l'ébullition. Les flux  $q_E$  et  $q_b$  sont calculés grâce à la fréquence de départ des bulles de vapeur,  $f$ , qui dépend notamment du sous-refroidissement, de l'écoulement, et de l'orientation de la paroi. Pour fermer ces modèles, des corrélations sont utilisées pour estimer les paramètres  $N_w$ ,  $d_d$  et  $f$ . Ce modèle permet également d'estimer le débit massique de changement de phase à l'interface liquide-vapeur :

$$\dot{m} = \frac{\pi d_d^3}{6} \rho_v f N_w \quad (1.53)$$

### 1.3.4.2.2 Fréquence et diamètre de départ

Toute la difficulté de ce modèle réside dans l'établissement de la fréquence de départ des bulles, celle-ci dépend notamment du rayon de départ des bulles. L'article de Ivey [50] soutient que la relation entre la fréquence de départ,  $f$ , et le diamètre de départ,  $d_d$ , dépend du cas considéré. Dans le cas où le grossissement de la bulle est contrôlé par des effets d'inertie (convection forcée), les auteurs ont constaté que le produit  $f^2 d_d$  est constant. Dans le cas où l'accroissement de la bulle est contrôlé par des phénomènes thermiques (convection naturelle),  $f^{1/2} d_d$  est constant. Dans le premier cas, une corrélation est donnée par Cole [25] :

$$f^2 d_d = \frac{4}{3} \frac{g (\rho_\ell - \rho_v)}{\rho_\ell C_d} \quad (1.54)$$

où  $C_d$  est le coefficient de traînée de la bulle qui vaut 1,0 pour de l'eau à  $P = 1$  bar. Dans le deuxième cas, une corrélation est donnée par Mikic [78]. Si le rapport  $t_w/(t_w + t_g) \in [0, 15; 0, 8]$ , où  $t_w$  et  $t_g$  représentent respectivement le temps d'attente sans nucléation, avec l'indice  $w$  pour *wait* et le temps nécessaire à la bulle pour grandir jusqu'à son diamètre de départ, avec l'indice  $g$  pour *growth*, la relation décrite dans [78] est :

$$\sqrt{f} d_d = 0,83 \text{Ja}_{sub} \frac{\rho_\ell}{\rho_v} \sqrt{\pi \alpha_\ell} \quad (1.55)$$

Les deux corrélations présentées ci-dessus ont été validées avec des données expérimentales limitées. Il existe d'autres corrélations empiriques dans la littérature adaptées à des cas précis. Pour complètement fermer ce modèle, il faut également des corrélations sur le diamètre de départ des bulles. La première corrélation a été proposée par Friz [36] pour de l'ébullition dans de l'eau à pression atmosphérique (1.56).

$$d_d = 0,0208 \theta L_{cap} \quad (1.56)$$

Ünal [134] a également développé une corrélation prenant en compte notamment le sous-refroidissement. Ce modèle empirique a été ajusté sur de nombreuses données expérimentales couvrant un large éventail de paramètres : pression de 0,1 à 17,7 MPa, flux de chaleur allant de 0,47 à 10,64 MW/m<sup>2</sup>, vitesses du liquide de 0,08 à 9,15 m/s et sous-refroidissement allant de 3 à 86 °C. Ces expériences ont été menées dans de l'eau. D'autres corrélations sur la fréquence et le diamètre de départ existent, mais on rappelle que le but de cette partie n'est pas d'en faire une liste exhaustive. Ces corrélations intègrent le plus souvent des effets tels que le sous-refroidissement, la vitesse du fluide, l'orientation de la paroi, etc.

## 1.4 Modèle numérique et simulation

### 1.4.1 Simulation numérique directe

#### 1.4.1.1 Spécificités des simulations numériques directes

Les sections 1.2 et 1.3 ont mis en lumière toute la complexité des phénomènes d'ébullition et l'importance de paramètres influents à petite échelle, tels que la rugosité ou le rayon de départ des bulles. Tous les effets à petite échelle ne sont pas facilement observables expérimentalement ou calculables facilement à partir des équations de la mécanique des fluides. Dans ce contexte, les simulations numériques directes, *Direct Numerical Simulation* (DNS), sont cependant un bon moyen pour apporter des informations complémentaires pour comprendre la physique des phénomènes d'ébullition.

La particularité des simulations numériques directes est qu'elles n'utilisent pas de modèles pour résoudre la turbulence [22]. En mécanique des fluides, la turbulence se définit comme un état où, en tout point de l'espace, la vitesse varie aléatoirement autour d'un champ moyen, entraînant des structures tourbillonnaires sur un large spectre de longueur d'onde et de fréquence et une cascade d'énergie sur ces différentes échelles. Les modèles de simulation numérique avec les équations de Navier-Stokes moyennées, *Reynolds-averaged Navier-Stokes* (RANS), ou simulation des grandes échelles, *Large Eddy Simulation* (LES) simulent explicitement les structures tourbillonnaires jusqu'à une certaine échelle (coupure dans le spectre) et utilisent des modèles plus ou moins complexes pour prendre en compte les effets des plus petites échelles de l'écoulement. Dans le cas de la simulation RANS, les équations de la mécanique des fluides sont moyennées dans le temps. Le résultat obtenu via cette méthode représente alors, en chaque point, une valeur moyenne du champ scalaire ou vectoriel. En faisant cela, les effets à petite échelle ne sont pas pris en compte. L'avantage est que ce modèle est le moins coûteux en ressources de calcul. Le modèle LES, quant à lui, filtre les équations de Navier-Stokes avec un filtre passe-bas. Ainsi, seules les grandes structures tourbillonnaires sont résolues et seules celles de petites tailles sont approximées par des modèles.

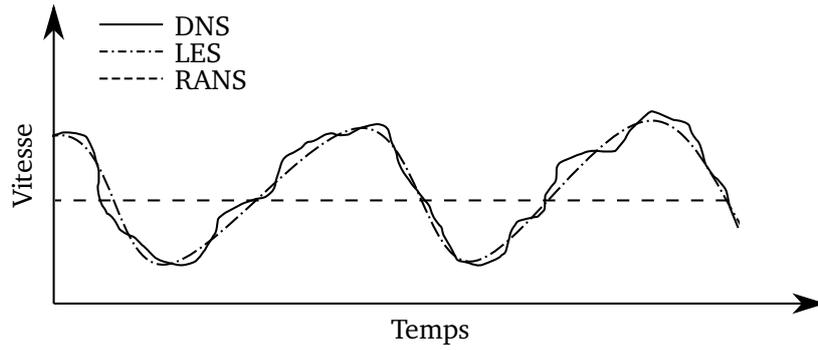


FIGURE 1.13 – Résolution d’une vitesse imaginaire selon les méthodes RANS, LES et DNS. Cette visualisation est inspirée du cours de Franck [35].

Dans le cas de la DNS, toutes les structures tourbillonnaires sont simulées explicitement, y compris celles de plus petite taille. Le maillage doit donc être plus fin que le plus petit des tourbillons de l’écoulement considéré. Cela nécessite d’avoir un nombre de mailles important dans le calcul, ce qui rend la réalisation de ces calculs très coûteuse en ressources et en temps, y compris pour de petits systèmes. La figure 1.13 illustre ce propos en présentant une représentation schématique de ce que serait une vitesse calculée via ces trois méthodes.

#### 1.4.1.2 Modélisation de l’interface

Pour simuler l’ébullition, il est tout d’abord nécessaire de pouvoir modéliser l’interface liquide-vapeur. Différentes méthodes de simulation existent pour prendre en compte l’existence de deux phases. Parmi ces méthodes, les plus utilisées sont la méthode *Volume Of Fluid* (VOF) [45], la méthode *Front Tracking* [39], ou la méthode de la *Level-set* proposée par Osher and Sethian [85], Sussman et al. [116]).

Une représentation de chaque méthode est présentée sur la figure 1.14. La méthode du *Front Tracking* a été implémentée par Glimm et al. [39]. Cette méthode repose sur des marqueurs sans masse placés sur l’interface  $\Gamma$  (voir figure 1.14a). L’interface est donc représentée explicitement. Ces marqueurs, se comportant comme des particules sans masse, sont transportés via une équation d’advection basée sur la vitesse issue de la résolution des équations de la quantité de mouvement.

Le modèle VOF définit une proportion  $\chi_i$  qui correspond à la fraction volumique du fluide  $i$  dans une cellule. Sur la figure 1.14b, la fraction  $\chi_v$  correspondant à la fraction volumique de la phase verte, vaut  $\chi_v = 1$  si la seule phase présente est la phase verte,  $\chi_v = 0$  si elle n’est pas présente, et à l’interface  $\chi_v \in ]0; 1[$ . Cette fraction est transportée via l’équation d’advection :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla A = 0 \quad (1.57)$$

Avec  $A$  un champ scalaire quelconque, dans notre cas ici  $A = \chi_i$ . La résolution des équations de la mécanique des fluides est réalisée avec des propriétés moyennées par la fraction volumique de chaque phase. Cela implique qu’une seule équation de la quantité de mouvement est résolue dans cette méthode. Par exemple, la masse volumique sera prise dans le calcul comme  $\rho = \sum_i \chi_i \rho_i$ . Cette méthode est conservative pour la masse, mais nécessite un algorithme de reconstruction de l’interface pour calculer la courbure de cette dernière. Cette courbure est nécessaire pour pouvoir imposer les effets de tension de surface.

La méthode de la *Level-set* est basée sur une formulation plus mathématique. Cette méthode repose sur une fonction distance signée notée  $\Phi$ . Les iso-valeurs 0 de cette fonction indique la position de cette interface. Sur la figure 1.14c, les iso-valeurs sont représentées en pointillé, sauf l’iso-valeur où  $\Phi = 0$  qui est représentée en rouge. Cette fonction est transportée par l’équation d’advection équation (1.57). Le transport par l’équation d’advection permet de conserver la forme de l’interface, mais n’assure pas la conservation de la masse, à l’inverse de la méthode VOF.

#### 1.4.1.3 Gestion des discontinuités à l’interface

La difficulté des modélisations d’écoulement diphasique réside dans la discontinuité des variables physiques à l’interface des fluides considérés. Scardovelli and Zaleski [101] ont proposé la méthode de la fonc-

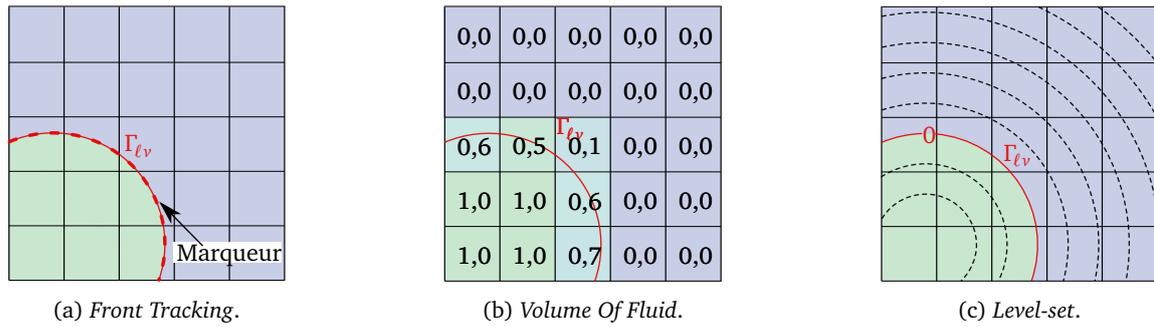


FIGURE 1.14 – Représentation des différentes méthodes de suivi d’interface dans des simulations numériques.

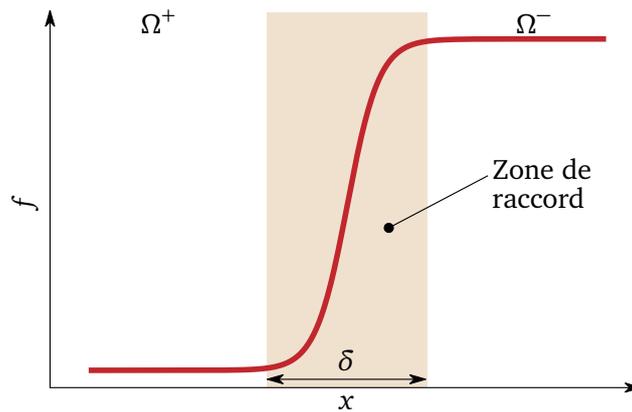


FIGURE 1.15 – Illustration de la méthode de la fonction delta proposée par Scardovelli and Zaleski [101]. La fonction  $f$  discontinue à l’interface est lissée dans une zone de raccord largeur  $\delta$  autour de l’interface.

tion delta. Cette méthode propose de lisser les paramètres physiques non continus à l’interface liquide-vapeur, sur une épaisseur fictive, notée  $\delta$ , pour assurer la continuité de ces valeurs à l’interface. En ayant une continuité des variables physiques, la dérivation est alors possible aux cellules contenant l’interface. Cependant, cette méthode crée une épaisseur d’interface fictive, ce qui peut générer des problèmes de courants parasites qui peuvent générer des écoulements de fluide fictifs autour de l’interface. La figure 1.15 représente le raccord d’une quantité  $f$  à l’interface entre deux phases,  $\Omega^+$  et  $\Omega^-$ , avec, ici,  $\delta$  l’épaisseur fictive de l’interface.

La *Ghost Fluid Method* (GFM) développée par Fedkiw et al. [34] permet en revanche de ne pas lisser les variables à l’interface, et donc de s’affranchir d’une épaisseur d’interface fictive. Cette méthode consiste à ajouter des conditions de sauts à l’interface dans les équations de conservation de l’énergie, de la masse et de la quantité de mouvement. Son nom vient du fait que, de part et d’autre de l’interface, des cellules dites fantômes sont utilisées pour simuler de la vapeur fantôme dans la phase liquide et inversement. C’est grâce à ces valeurs fantômes que les conditions de saut à l’interface peuvent être définies. Cette méthode sera plus détaillée dans la section 2.2.5.

#### 1.4.1.4 Simulations numériques directes d’ébullition en film

Son and Dhir [111] ont été les premiers à simuler l’ébullition en film sur un plan horizontal dans un liquide saturé en utilisant un maillage mobile pour suivre l’interface et un terme source volumique pour prendre en compte les effets de tension de surface. Peu de temps après, ils ont repris leurs travaux en utilisant la méthode de la *Level-set* pour traquer l’interface [112]. Parallèlement, la méthode *Front Tracking* a été utilisée par Juric and Tryggvason [55] pour réaliser la simulation d’ébullition en film sur des plaques planes horizontales. Le changement de phase à l’interface est notamment défini en utilisant la théorie cinétique des transferts de masse à une interface liquide-vapeur développée par Tanasawa [118]. Welch and Rachidi [127] ont utilisé la méthode VOF pour réaliser ces simulations. Avec le développement de la GFM, dans [38], Gibou et al. ont proposé une méthode générale pour les simulations d’ébullition, en particulier celle des films de vapeur. Dans [113], Son and Dhir ont utilisé la même méthode, mais en simulant cette fois-ci l’ébullition en film autour d’un cylindre horizontal. La simulation prend en compte alors une frontière immergée, ce qui nécessite de définir la condition d’adhérence du fluide le long de la frontière immergée. Pour cela, les

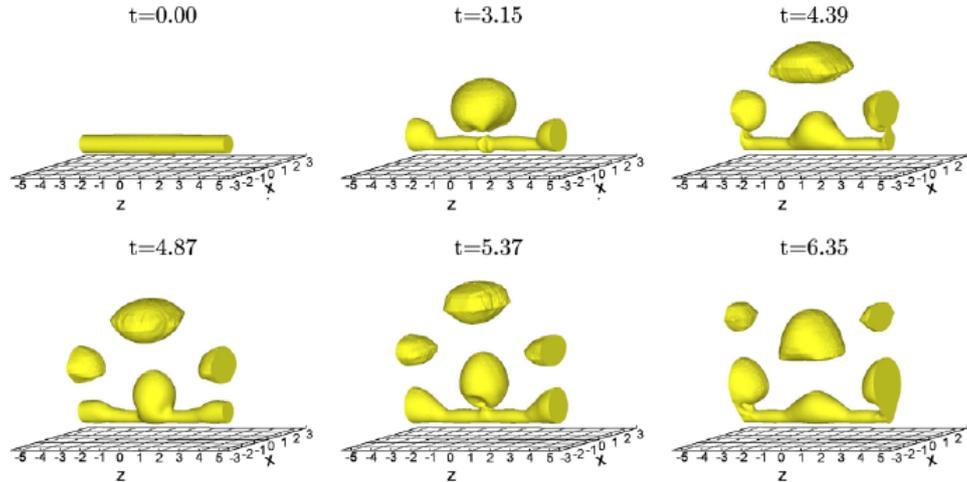


FIGURE 1.16 – Simulation numérique directe de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal en 3D dans un liquide à température de saturation [114].

auteurs ont défini un saut de viscosité à l'interface fluide-solide pour forcer la condition d'adhérence au solide. Sur le même modèle, les auteurs ont réalisé des calculs 2D et 3D autour d'un cylindre horizontal (Son and Dhir [114]). Les visualisations 3D de ces simulations sont présentées sur la figure 1.16. Singh and Premachandran [109] ont présenté des simulations d'ébullition en film autour de cylindres positionnés horizontalement en fixant explicitement cette fois-ci la condition de non-adhérence. Ils ont utilisé le modèle *Coupled Level-Set - Volume Of Fluid* (CLSVOF), qui couple la méthode VOF et celle de la *Level-set*. Toutes ces simulations ont été réalisées pour des fluides considérés comme incompressibles et dans des liquides à température de saturation.

## 1.4.2 Modélisation numérique de trempé avec des corrélations d'échange de chaleur

### 1.4.2.1 Principe

Lors de la trempé de pièces industrielles, il n'est pas possible de simuler explicitement l'ébullition de chaque bulle de vapeur, car cela nécessiterait un nombre de mailles trop important. En effet, l'ordre de grandeur des phénomènes d'ébullition, qui est de l'ordre du micromètre au millimètre, est très éloigné de l'ordre de grandeur des pièces industrielles, qui sont de l'ordre du mètre. Il n'est donc pas réaliste de vouloir modéliser explicitement les phénomènes d'ébullition dans ce type de configuration.

D'autre part, lors de simulations de trempé industrielle, il reste intéressant de modéliser le réfrigérant qui reste à l'état liquide, car c'est la température de ce dernier qui donne les conditions limites à utiliser dans les corrélations d'échange de chaleur. De plus, la présence d'agitateur dans les piscines de trempé ou les géométries complexes de pièces trempées peuvent modifier l'écoulement général, ce qui influence les échanges de chaleur à la paroi de l'objet trempé.

Pour cela, la plupart des modèles de simulation de trempé à échelle industrielle utilisent des corrélations d'échange de chaleur à la paroi [56, 58, 115], et résolvent explicitement le reste de la physique. Pour les modèles de simulation numérique en transitoire avec les équations de Navier-Stokes moyennées, *Unsteady-RANS* (URANS), c'est le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  [53, 66] qui est le plus souvent choisi pour modéliser la turbulence. Afin de modéliser les deux phases (liquide et vapeur), une approche Euler-Euler est utilisée. Les modèles Euler-Euler représentent explicitement la phase liquide et la phase vapeur. Pour chacune de ces phases, les équations de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la conservation de la masse sont résolues.

Ces modèles numériques de trempé ont besoin de deux données d'entrée majeures : une corrélation d'échange de chaleur à l'interface solide/fluide lors des phénomènes d'ébullition et un modèle de changement de phase pour opérer la vaporisation et la condensation. La connaissance précise de la courbe d'ébullition est donc nécessaire pour que ces modèles soient prédictifs.

### 1.4.2.2 Corrélations utilisées

Dans l'approche de Kamenicky et al. [56], les auteurs proposent de modéliser les échanges de chaleur à la paroi en décomposant le flux à la paroi en deux parties :

$$q_w = \eta_v q_v + \eta_\ell q_\ell \quad (1.58)$$

Les termes  $q_v$  et  $q_\ell$  dépendent du régime d'ébullition et représentent respectivement le flux de la paroi à la phase vapeur et le flux de la paroi à la phase liquide. Le tableau 1.3 indique les flux appliqués en fonction du régime d'ébullition considéré. Il est clair, à la lumière de ce tableau, que plusieurs paramètres provenant de corrélations entrent en jeu dans ce modèle : la température du flux critique,  $T_{CHF}$ , et la température minimale d'ébullition en film,  $T_{mfb}$ , ainsi que tous les flux associés à chaque régime.

Dans l'étude menée par Kamenicky et al. [56], le flux d'ébullition nucléée,  $q_{nb}$ , est évalué à l'aide du modèle RPI. La température minimale d'ébullition en film  $T_{mfb}$  est maintenue constante suite à un ajustement expérimental, tandis que la température du flux critique,  $T_{CHF}$ , est déterminée à l'aide de la corrélation proposée par Schroeder-Richter and Bartsch [102]. La corrélation d'ébullition en film utilisée est celle de Bromley [16], présentée à l'équation (1.3) (sans prise en compte de l'échange radiatif).

En ce qui concerne le transfert de chaleur pendant le régime de transition, les auteurs utilisent la formulation décrite à l'équation (1.43). Les termes  $K_{burn}$  et  $K_{mfb}$ , sont pris respectivement à 0,5 et 5. Ces termes agissent comme des coefficients correctifs pour l'utilisation des corrélations établies en régime stationnaire, afin de les rendre applicables pendant le transitoire de trempe. Ce point a déjà été discuté dans la section 1.3.3.2.

	Monophasique	Nucléée	Transition	Film
	$T_w < T_{sat}$	$T_w \in [T_{sat}; T_{CHF}[$	$T_w \in [T_{CHF}; T_{mfb}[$	$T_w \geq T_{mfb}$
$q_v$	$q_{nc}$	$q_{nc}$	$q_{nc}$	$q_{fb}$
$q_\ell$	$q_{nc}$	$q_{nb}$	$q_{trans}$	$q_{fb}$

TABLEAU 1.3 – Valeur de  $q_v$  et  $q_\ell$  en fonction de la température de paroi dans le modèle de Kamenicky et al. [56].

Afin de prendre en compte le changement de phase, plusieurs modèles existent. Le modèle de Lee [67] propose de définir le débit volumique de changement de phase par :

$$\dot{m}_{V, Lee} = \begin{cases} C_{evap} \chi_\ell \rho_\ell (T_\ell - T_{sat})/T_{sat} & \text{si } T_\ell > T_{sat} \\ C_{cond} \chi_v \rho_v (T_\ell - T_{sat})/T_{sat} & \text{si } T_\ell < T_{sat} \end{cases} \quad (1.59)$$

avec  $C_{evap}$ ,  $C_{cond}$ , deux paramètres d'unité  $s^{-1}$ , qui représentent la vitesse de changement de phase, en général allant de 0,1 à  $100^{-1}$ . Ce modèle présente l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre, cependant, il introduit deux paramètres  $C_{evap}$ ,  $C_{cond}$  qui ne peuvent être estimés facilement. Ces deux paramètres représentent la cinétique de changement de phase. Les paramètres  $C_{evap}$  et  $C_{cond}$  peuvent changer de valeur selon les régimes d'ébullition, comme la phénoménologie des changements de phase dépend du régime d'ébullition considéré.

Une autre approche consiste à exploiter les corrélations utilisées pour estimer le débit de vaporisation. Pour l'ébullition nucléée, le modèle RPI propose une méthode que nous avons examinée dans la section 1.3.4.2. L'article de Kamenicky et al. [56] suggère d'utiliser les corrélations d'échange de chaleur pour estimer le changement de phase à la paroi durant le régime d'ébullition en film et de transition. En définissant le changement de phase comme le flux de chaleur à la paroi, divisé par la chaleur latente  $h_{\ell \rightarrow v}$ , les auteurs évitent de recourir au modèle de Lee [67] pour la vaporisation. Le terme source volumique est alors défini comme suit :

$$\dot{m}_{trans} = \eta_\ell \frac{q_{trans} A_b}{h_{\ell \rightarrow v} V_b} \quad (1.60)$$

$$\dot{m}_{fb} = \eta_\ell \frac{q_{fb} A_b}{h_{\ell \rightarrow v} V_b} \quad (1.61)$$

Avec  $A_b$  et  $V_b$  représentant respectivement la surface de l'interface fluide-solide soumise à l'ébullition ( $b$  signifiant *boiling*) dans la cellule fluide considérée, et le volume de la cellule fluide adjacente à l'interface

fluide-solide. Les auteurs simplifient le débit de vaporisation en ne prenant pas en compte le flux dans la phase liquide, et donc les phénomènes de condensation. De plus, lors du régime de transition, certains phénomènes de transfert de chaleur ne contribuent pas à la vaporisation, tels que la convection naturelle monophasique dans les zones où la surface solide est mouillée par le liquide. Cette formulation conduit à une surestimation du débit de vaporisation réel.

## 1.5 Conclusion

L'importance de la trempe dans le processus de fabrication des pièces en acier a été soulignée dans ce chapitre. En effet, la microstructure de l'acier est différente selon le refroidissement qu'il a subi pendant la trempe. Ces microstructures ont un effet direct sur les propriétés mécaniques du métal. Afin de prédire le refroidissement lors de ce procédé, il est nécessaire de comprendre les phénomènes d'ébullition mis en jeu. Une brève introduction aux phénomènes d'ébullition a été présentée tout au long de cette section afin de fournir une vision globale, mais nécessaire à la compréhension de l'ébullition lors d'une trempe. Les régimes d'ébullition en film, de film instables, de transition et d'ébullition nucléée ont été présentés. Les corrélations d'échange de chaleur pendant l'ébullition en film ont permis d'apporter des éléments de compréhension en ce qui concerne la physique de ce phénomène. De même, l'étude de la stabilité des films de vapeur a mis en évidence le caractère complexe de la physique de la rupture des films de vapeur. Ces mécanismes complexes peuvent, dans certains cas, mener au régime de film instable. Ce régime se produit quand le film commence à se rompre, mais que la température de la paroi est localement plus élevée que la température limite de surchauffe,  $T_{shl}$ . Quant au régime de transition, sa phénoménologie est souvent associée à la contribution indépendante de l'ébullition en film et de l'ébullition nucléée. Que ce soit pour le régime de film instable ou le régime de transition, l'étude de ces derniers est difficile, car il n'existe que durant un très court instant. Pour les plus faibles surchauffes, une brève introduction aux mécanismes de l'ébullition nucléée a été menée. En effet, dans le cadre de la trempe, les régimes d'ébullition d'intérêts sont :

- le régime d'ébullition en film ;
- le régime d'ébullition en film instable ;
- le régime de transition.

La compréhension de ces derniers est fondamentale pour simuler la trempe des métaux, mais chacun de ces régimes présente une physique complexe, car dépendante de beaucoup de paramètres. Cette complexité se traduit par des corrélations nécessitant un grand nombre de paramètres pour décrire ces phénomènes. Afin de mieux comprendre ces phénomènes difficiles à étudier expérimentalement, des études numériques ont également été menées pour simuler l'ébullition. La simulation directe permet d'apporter des éléments de compréhension à petite échelle. Cependant, ces simulations utilisent des méthodes numériques complexes et demandent de grandes ressources de calcul, même pour des simulations à petite échelle. Il n'est donc pas possible d'utiliser ces méthodes pour la simulation d'une trempe industrielle. Pour la simulation à plus grande échelle, les travaux actuels utilisent des corrélations d'échange de chaleur issues de la littérature pour calculer le flux à la paroi solide-fluide. Les résultats de ces simulations sont alors extrêmement dépendants de la précision des corrélations utilisées dans leur modèle.

Afin d'améliorer la compréhension de l'ébullition en film, une première est dédiée à la simulation numérique directe de ce phénomène. Dans les modèles présentés dans cette partie, la masse volumique de la vapeur est considérée constante. Pour les corrélations analytiques, en particulier, elle est le plus souvent évaluée à la température moyenne entre la température du mur et la température de saturation. Toutefois, la surchauffe est importante pendant l'ébullition en film, ce qui peut mener à une forte variation de la masse volumique de vapeur au sein du film de vapeur. Une méthode utilisant une approche à bas Mach sera utilisée pour modéliser la variation de masse volumique au sein du film de vapeur. Il est également important de prendre en compte la géométrie du solide dans un tel problème, car l'échange de chaleur résultant en dépend. Pour ce faire, cette partie abordera le couplage entre le solveur prenant en compte l'inclusion de frontières immergées et le solveur de l'ébullition. Dans un second temps, une étude expérimentale de trempe à échelle laboratoire sera réalisée sur de l'acier SS304L dans de l'eau. Peu de données existent dans la littérature pour la trempe de pièces en acier SS304L avec un fort sous-refroidissement. Cette expérience permettra d'apporter de nouvelles données, notamment les courbes de refroidissement de la pièce en acier lors de la trempe. Ces courbes permettront également d'étudier l'effet du sous-refroidissement sur le refroidissement des pièces en acier lors des processus de trempe thermique. Une expérience à échelle

semi-industrielle de trempe sera également réalisée afin d'obtenir des données de refroidissement sur une pièce en acier inoxydable SS304L. Cette expérience se déroule pour une pièce de dimension intermédiaire entre les essais réalisés en laboratoire et les dimensions de pièces industrielles. Cela permettra de voir s'il existe des effets liés aux dimensions sur le refroidissement général de la pièce. De plus, cette trempe étant réalisée dans un site de production industriel, cet essai sera plus représentatif des conditions industrielles. Un jumeau numérique de cette expérience sera également réalisé. Pour ce faire, la modélisation explicite du solide, du liquide et de la vapeur sera réalisée avec le logiciel de CFD STAR-CCM+. Afin de modéliser le flux thermique lors de l'ébullition de l'eau, un nouveau modèle de courbe d'ébullition sera proposé incluant notamment la prise en compte du régime d'ébullition en film instable. L'immersion de la pièce solide dans l'eau sera modélisée avec un modèle simplifié, et le changement de phase au sein du fluide sera pris en compte avec des méthodes déjà existantes.

# Chapitre 2

## Simulation directe de l'ébullition en film

*Ce chapitre présente les équations fondamentales pour la simulation d'ébullition en film en milieu sous-refroidi avec forte surchauffe autour d'un solide immergé. Les équations sont décrites pour deux cas : un fluide incompressible et un fluide compressible selon l'approximation bas Mach. Ensuite, les méthodes numériques employées pour résoudre ces équations sont introduites. Ces méthodes correspondent à celles implémentées dans le code DIVA développé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Des cas tests intermédiaires sont présentés pour valider ces modèles numériques. Enfin, une fois le code DIVA validé, les méthodes discutées dans ce chapitre sont utilisées pour réaliser la simulation d'ébullition en film en milieu sous-refroidi autour d'une sphère.*

### Sommaire

---

<b>2.1 Équations fondamentales</b> . . . . .	<b>34</b>
2.1.1 Écoulement incompressible monophasique . . . . .	34
2.1.2 Écoulement bas Mach monophasique . . . . .	36
2.1.3 Extension aux écoulements diphasiques sans changement de phase . . . . .	38
2.1.4 Cas avec changement de phase . . . . .	40
<b>2.2 Méthode numérique</b> . . . . .	<b>42</b>
2.2.1 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique incompressible . . . . .	42
2.2.2 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique bas Mach . . . . .	43
2.2.3 Résolution des équations fondamentales avec frontières immergées pour un écoulement monophasique . . . . .	44
2.2.4 Localisation de l'interface . . . . .	47
2.2.5 La méthode des cellules fantômes . . . . .	48
2.2.6 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique incompressible avec changement de phase . . . . .	50
2.2.7 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique bas Mach avec changement de phase . . . . .	52
2.2.8 Résolution avec inclusion de frontières immergées dans un écoulement diphasique avec changement de phase . . . . .	53
2.2.9 Discrétisation spatiale et temporelle . . . . .	53
<b>2.3 Cas test : convection naturelle</b> . . . . .	<b>54</b>
2.3.1 Présentation du cas de référence . . . . .	54
2.3.2 Paramètres de la simulation avec le code DIVA . . . . .	54
2.3.3 Convergence en espace . . . . .	55
2.3.4 Étude paramétrique . . . . .	56
<b>2.4 Cas test : ébullition en film sans sous-refroidissement</b> . . . . .	<b>58</b>
2.4.1 Description du cas . . . . .	58
2.4.2 Résultats et discussion . . . . .	59
<b>2.5 Ébullition en film autour d'une sphère dans un liquide sous-refroidi</b> . . . . .	<b>60</b>
2.5.1 Description de l'étude paramétrique . . . . .	60
2.5.2 Résultats et discussion . . . . .	61
<b>2.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>67</b>

---

## 2.1 Équations fondamentales

### 2.1.1 Écoulement incompressible monophasique

#### 2.1.1.1 Conservation de la masse

Dans un premier temps, un écoulement monophasique est considéré pour établir les principales équations fondamentales. Dans la suite, ces équations seront étendues aux écoulements diphasiques puis diphasiques avec changement de phase. Considérons tout d'abord un domaine  $\Omega$  constitué de fluide et le sous-domaine  $\omega$  qui définit une particule fluide. En définissant la masse comme l'intégrale de la masse volumique sur le volume occupé par ce sous-espace, la conservation de la masse au cours du temps peut s'écrire comme :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) dV = 0 \quad (2.1)$$

avec  $\mathbf{x}$  le vecteur position. En appliquant le théorème de Reynolds en monophasique, l'équation ci-dessus peut être réécrite comme :

$$\iiint_{\omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dV = 0 \quad (2.2)$$

En vertu du principe de localisation, comme cette intégrale est nulle pour n'importe quel domaine  $\omega$ , son intégrande est nulle. L'équation de la conservation de la masse s'écrit alors comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Dans le cas incompressible, la masse volumique est constante et uniformément distribuée dans l'espace. L'équation ci-dessus se simplifie alors pour devenir l'équation de la conservation de la masse dans un écoulement monophasique incompressible :

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}) = 0 \quad (2.4)$$

#### 2.1.1.2 Conservation de la quantité de mouvement

Les forces pouvant s'appliquer à un fluide dans un écoulement monophasique sont soit de nature surfacique,  $F_S$ , ou volumiques,  $F_V$ . Chacune de ces forces peut s'écrire avec le formalisme suivant :

$$\mathbf{F}_S = \iint_{\partial\omega} \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} dS, \quad \mathbf{F}_V = \iiint_{\omega} \rho \mathbf{f}_V dV \quad (2.5)$$

avec  $\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}$  le tenseur de contrainte surfacique en  $\text{N/m}^2$ ,  $f_V$  en  $\text{m.s}^{-2}$ ,  $\partial\omega$  frontière de  $\omega$  et  $\mathbf{n}_{\partial\omega}$  le vecteur normal à la frontière  $\partial\omega$ . La conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dV = \iint_{\partial\omega} \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} dS + \iiint_{\omega} \rho \mathbf{f}_V dV \quad (2.6)$$

L'application du théorème de transport de Reynolds monophasique sur l'équation ci-dessus mène alors à l'équation suivante :

$$\iiint_{\omega} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \nabla \cdot \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} - \rho \mathbf{f}_V dV = 0 \quad (2.7)$$

où  $\otimes$  est le produit tensoriel. Par application du principe de localisation, l'intégrande de l'équation (2.7) est nulle. La conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors comme :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \nabla \cdot \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} - \rho \mathbf{f}_V = 0 \quad (2.8)$$

Dans le cas d'un fluide visqueux, le tenseur des contraintes surfaciques  $\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}$  est exprimé comme :

$$\underline{\underline{\mathbf{T}_s}} = 2\mu \underline{\underline{\mathbf{D}}} - p \underline{\underline{\mathbf{I}}} \quad (2.9)$$

avec  $\underline{\underline{\mathbf{I}}}$  le tenseur identité et  $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$  le tenseur des déformations, défini comme :

$$\underline{\underline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}) \quad (2.10)$$

En considérant la seule force volumique comme étant celle de pesanteur, soit  $\mathbf{f}_v = \mathbf{g}$ , et en substituant le terme du tenseur surfacique dans l'équation définie à l'équation (2.9) dans l'équation (2.8) l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un écoulement monophasique incompressible est donnée par :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla \mathbf{p} + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{\mathbf{D}}}) + \rho \mathbf{g} \quad (2.11)$$

### 2.1.1.3 Conservation de l'énergie

Soit  $E$  l'énergie totale du système contenue dans  $\omega$ . L'énergie massique du système  $e$ , est définie comme :

$$E = \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) e(\mathbf{x}, t) d\mathbf{V} \quad (2.12)$$

La variation temporelle de la quantité d'énergie totale est donnée par la première loi de la thermodynamique :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) e(\mathbf{x}, t) d\mathbf{V} = \dot{\mathbb{W}} + \dot{\mathbb{Q}} \quad (2.13)$$

Avec  $\dot{\mathbb{W}}$  la puissance du travail mécanique et  $\dot{\mathbb{Q}}$  la puissance des transferts thermiques. Les transferts de chaleur sont décomposés en deux parties : les transferts de chaleur à l'interface, sur  $\partial\omega$ , et une source volumique telle que :

$$\dot{\mathbb{Q}} = -\oint_{\partial\omega} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} d\mathbf{S} + \iiint_{\omega} q_V d\mathbf{V} \quad (2.14)$$

avec  $\mathbf{q}$  le flux surfacique ( $\text{W}/\text{m}^2$ ), et  $q_V$  une source volumique de chaleur ( $\text{W}/\text{m}^3$ ). Pour exprimer la variation du travail, il faut repartir de la définition du travail :  $\dot{\mathbb{W}}$  dérive des forces. Son expression est donnée par :

$$d\mathbb{W}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{x} \quad (2.15)$$

Avec  $\mathbf{F}$  la résultante des forces s'appliquant en un point  $\mathbf{x}$  à l'instant  $t$ , et  $d\mathbf{x}$  la variation du vecteur position à ce point. La puissance du travail  $\dot{\mathbb{W}}$  s'exprime alors comme :

$$\dot{\mathbb{W}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{u} \quad (2.16)$$

De manière similaire à la démonstration faite pour la quantité de mouvement, les forces sont décomposées selon leur nature surfacique ou volumique (voir équation (2.5)). En utilisant l'expression ci-dessus et l'expression des transferts thermiques établie à l'équation (2.14), l'équation de la conservation de l'énergie devient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) e(\mathbf{x}, t) d\mathbf{V} = & -\oint_{\partial\omega} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} d\mathbf{S} + \iiint_{\omega_{t,v}} q_V d\mathbf{V} \\ & + \oint_{\partial\omega} \mathbf{u} \cdot \underline{\underline{\mathbf{T}}}_s \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} d\mathbf{S} + \iiint_{\omega_{t,v}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{f}_V d\mathbf{V} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Le théorème de transport de Reynolds en monophasique est appliqué au terme de gauche de l'équation ci-dessus. Le théorème de Green-Ostrogradsky est appliqué aux intégrales définies dans le domaine  $\partial\omega$ . L'équation résultante est :

$$\iiint_{\omega} \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{q} - q_V - \nabla \cdot (\underline{\underline{\mathbf{T}}}_s \cdot \mathbf{u}) - \rho \mathbf{f}_V \cdot \mathbf{u} d\mathbf{V} = 0 \quad (2.18)$$

Après application du principe de localisation, cette équation est équivalente à :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{q} - q_V - \nabla \cdot (\underline{\underline{\mathbf{T}}}_s \cdot \mathbf{u}) - \rho \mathbf{f}_V \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.19)$$

En séparant l'énergie volumique du système en deux parties,  $e = e_i + e_m$  où  $e_i$  est l'énergie interne et  $e_m$  l'énergie mécanique prise ici égale à l'énergie cinétique,  $e_m = \mathbf{u}^2/2$ , la conservation de l'énergie dans le domaine  $\omega$  devient :

$$\frac{\partial \rho e_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_i \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{q} - \nabla \mathbf{u} : \underline{\underline{T}}_s - q_v = 0 \quad (2.20)$$

Avec : le produit contracté. À noter que pour arriver à cette équation, les termes liés à l'énergie cinétique ont été simplifiés grâce à la projection de l'équation de la quantité de mouvement (2.11) sur le vecteur vitesse. En utilisant la définition de la capacité thermique isochore,

$$C_v = \left. \frac{\partial e_i}{\partial T} \right|_v, \quad (2.21)$$

la loi de Fourier qui permet d'exprimer le flux surfacique comme  $\mathbf{q} = -k \nabla T$ , et la conservation locale de la masse, l'équation de la conservation de l'énergie devient alors :

$$\rho C_v \frac{D T}{D t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) - \nabla \mathbf{u} : \underline{\underline{T}}_s - q_v = 0 \quad (2.22)$$

Avec  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$  la dérivée particulaire. En utilisant le tenseur des contraintes surfaciques pour un écoulement incompressible comme défini à l'équation (2.9), la relation suivante est obtenue :

$$\underline{\underline{T}}_s = -\underline{\underline{T}}_s = \left( 2\mu \underline{\underline{D}} \right) + p \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (2.23)$$

Dans le cas d'un écoulement incompressible, le terme  $p \nabla \cdot \mathbf{u}$  est nul, car la divergence de la vitesse  $\nabla \cdot \mathbf{u}$  est nul comme montré à l'équation (2.4) qui traduit la conservation de la masse. De plus, dans notre modèle, l'échauffement du fluide dû à la viscosité est négligé. L'équation (2.22) devient alors :

$$\rho C_v \frac{D T}{D t} = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (2.24)$$

## 2.1.2 Écoulement bas Mach monophasique

### 2.1.2.1 Hypothèses du modèle bas Mach

Lors de l'ébullition en film, il existe un fort gradient de température entre la température de l'interface solide et l'interface liquide-vapeur. Ce fort gradient est associé à de fortes surchauffes. La masse volumique de la vapeur peut alors fortement varier dans le film. Si la vapeur est considérée comme un gaz parfait, pour une surchauffe de  $\Delta T_{sup} = 800$  K, et une température de saturation,  $T_{sat} = 373$  K, le rapport de masse volumique entre la vapeur proche de l'interface liquide-vapeur et celle proche de la paroi solide peut varier d'un facteur 2. Toutefois, durant l'ébullition en film, la vitesse de la vapeur dans le film reste faible comparée à la vitesse du son dans ce même milieu. Dans ce cas, le nombre de Mach dans cette phase l'est également. Afin de modéliser la variabilité de masse volumique au sein du film de vapeur, le modèle bas Mach ou *Low Mach Number* (LMN) est donc approprié. Le liquide sera lui toujours considéré incompressible, car sa masse volumique est moins dépendante de la variation de la température.

Comme détaillé dans [88] et [27], ce modèle s'appuie sur les équations de conservation de la quantité de mouvement pour un fluide totalement compressible. Chaque terme de cette équation est développé en série entière du nombre de Mach. Par la suite, le modèle bas Mach retient cette formulation pour un nombre de Mach tendant vers zéro. À l'exception de la pression, tous les termes d'ordre le plus bas restent dans l'équation après avoir tendu vers cette limite asymptotique. La pression, elle, est séparée en deux composantes : la pression thermodynamique, supposée uniforme, et la pression hydrodynamique. La pression est alors définie comme :

$$p = P(t) + \tilde{p}(\mathbf{x}, t) \quad (2.25)$$

avec  $P(t)$  la pression thermodynamique et  $\tilde{p}$  la pression hydrodynamique. Comme  $\tilde{p}(\mathbf{x}, t)/P(t) \approx M_0^2$ , avec  $M_0$  le nombre de Mach, la pression hydrodynamique est bien plus faible que la pression thermodynamique dans ce cas. Avec ce modèle, il est donc impossible de résoudre la physique de l'acoustique, comme la variation de masse volumique ne dépend plus de la pression hydrodynamique.

### 2.1.2.2 Conservation de la masse

Contrairement à la partie 2.1.1.1, la dérivée particulaire de la masse volumique n'est pas nulle dans la phase vapeur. Comme le gaz est considéré parfait, la relation d'état de la masse volumique est :

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \frac{P(t)}{rT(\mathbf{x}, t)} \quad (2.26)$$

avec  $r = R/M$ , où  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire. En utilisant la définition de la masse volumique avec l'équation ci-dessus, l'équation (2.3) devient :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} - \frac{1}{P} \frac{DP}{Dt} \quad (2.27)$$

Dans le cas où le fluide possède une surface libre et est dans un environnement non confiné, la variation temporelle de pression thermodynamique dans le fluide est considérée nulle, car la pression thermodynamique peut s'équilibrer à tout moment avec celle du milieu. La pression de l'environnement est notée  $P_\infty$ . L'équation de conservation de la masse devient alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} = \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} \quad (2.28)$$

On note tout de même que la définition de la divergence de la vitesse dans ce modèle n'est pas la définition la même que dans un modèle réellement compressible. Afin de ne pas prêter à confusion, par la suite la divergence de la vitesse de ce modèle sera notée  $\nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}$ .

### 2.1.2.3 Conservation de la quantité de mouvement

De la même manière que dans la section 2.1.1.2, le tenseur des contraintes est exprimé selon ses différentes composantes. Dans un cas où la divergence de la vitesse est non nulle, ce tenseur contient également un terme de déformation dû à la dilatation ou contraction de la vapeur lié aux phénomènes thermiques. Le tenseur  $\underline{\underline{T}}_s$  dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement de l'équation (2.8) s'exprime alors comme :

$$\underline{\underline{T}}_s = -p\underline{\underline{I}} + 2\mu\underline{\underline{D}} + \lambda \nabla \cdot (\mathbf{u}_{LMN} \underline{\underline{I}}) \quad (2.29)$$

Avec  $\lambda$  le premier coefficient de Lamé qui vaut  $-2/3$ . L'équation de la conservation de mouvement devient alors :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \underline{\underline{I}}) + \rho \mathbf{g} \quad (2.30)$$

Comme  $p = P(t) + \tilde{p}(\mathbf{x}, t)$  le gradient de pression peut être simplifié  $\nabla p = \nabla P + \nabla \tilde{p}(\mathbf{x}, t) = \nabla \tilde{p}(\mathbf{x}, t)$ , comme  $P(t)$  ne dépend que du temps :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla \tilde{p} + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \underline{\underline{I}}) + \rho \mathbf{g} \quad (2.31)$$

### 2.1.2.4 Conservation de l'énergie

De même que pour l'expression de l'équation de la quantité de mouvement, le tenseur des contraintes surfaciques intervenant dans l'équation de l'énergie n'est plus le même que pour un écoulement incompressible, mais celui défini à l'équation (2.29). De plus, dans ce cas, le terme  $p \nabla \cdot \mathbf{u}$  de l'équation (2.23) n'est plus nul. En reprenant l'équation (2.22), et en négligeant l'échauffement dû aux contraintes visqueuses et aux contraintes de déformation, puis en ne considérant aucune source de chaleur volumique, l'équation de la conservation de l'énergie devient :

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + p \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \quad (2.32)$$

Puis en approximant la pression par  $p \sim P_\infty$ , comme  $P_\infty \gg \tilde{p}$  l'équation de la conservation de l'énergie est obtenue :

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + P_\infty \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \quad (2.33)$$

## 2.1.3 Extension aux écoulements diphasiques sans changement de phase

### 2.1.3.1 Saut de la masse

Dans le cas d'un écoulement diphasique sans changement de phase, des discontinuités apparaissent aux interfaces. Dans un souci de cohérence avec l'ébullition en film, les deux phases décrites dans ce paragraphe seront respectivement une phase liquide et une phase vapeur, mais ces équations peuvent s'appliquer à n'importe quel fluide. Afin de bien traiter ces discontinuités, définissons :

- $\Omega$  comme l'espace total de calcul;
- $\Omega_\ell$  comme l'espace occupé par la phase liquide;
- $\Omega_v$  comme l'espace occupé par la phase vapeur;
- $\Gamma$  comme l'interface entre les deux phases.

Le schéma proposé à la figure 2.1 représente le cas de l'ébullition en film autour d'un solide. Cependant, en l'absence de changement de phase, ce schéma permet de synthétiser la situation d'un écoulement diphasique sans changement de phase. Considérons maintenant le sous-domaine de  $\Omega$ , noté  $\omega$  qui est traversé par l'interface  $\Gamma$ . De manière similaire,  $\omega_v$  et  $\omega_\ell$ , sont les sous-domaines de  $\omega$  occupés respectivement par la vapeur et le liquide. Ces volumes sont eux-mêmes délimités respectivement par les surfaces  $\partial\omega_v$  et  $\partial\omega_\ell$ .

Comme il y a discontinuité à l'interface, la fonction  $\rho(\mathbf{x}, t)$  n'est pas continue sur l'ensemble  $\omega$ . Afin de calculer correctement l'intégrale, le domaine d'intégration est séparé entre la phase liquide, la phase vapeur et le domaine occupé par la surface de l'interface  $\Gamma$  notée  $\Sigma$ . Le détail du calcul est donné par le théorème de transport de Reynolds diphasique. L'équation de la conservation de la masse présentée à l'équation (2.1) devient alors :

$$\iiint_{\omega_{\ell,v}} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dV - \iint_{\Sigma} \llbracket \rho (\mathbf{u}_\Sigma - \mathbf{u}) \rrbracket \cdot \mathbf{n}_\Sigma dS = 0 \quad (2.34)$$

On pose la notation  $\omega_{\ell,v} = (\omega_\ell \cup \omega_v) \setminus \Sigma$ ,  $\mathbf{n}_\Sigma$  la normale à l'interface liquide-vapeur. L'opérateur  $\llbracket \cdot \rrbracket$  d'une quantité est la différence d'une quantité quelconque entre sa valeur à l'interface côté vapeur et celle à l'interface côté liquide. Le théorème de transport en diphasique fait alors apparaître un terme de saut à l'interface. L'application du principe de localisation permet de déduire que les deux intégrandes sont nulles dans leurs domaines d'intégration respectifs. L'équation de saut à l'interface (2.48) est déduite de l'équation (2.34) en appliquant le principe de localisation.

$$\llbracket \rho (\mathbf{u} - \mathbf{u}_\Sigma) \rrbracket \cdot \mathbf{n}_\Sigma = 0 \quad (2.35)$$

Dans cette équation,  $\mathbf{u}_\Sigma$  représente la vitesse de l'interface. Comme il n'y a pas de changement de phase, l'interface est transportée de manière passive, et donc  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_\Sigma$ . Ainsi, la vitesse à l'interface est continue entre les deux phases, ce qui se traduit par :

$$\llbracket \mathbf{u} \rrbracket = 0 \quad (2.36)$$

### 2.1.3.2 Saut de la quantité de mouvement

La présence d'une interface dans l'écoulement implique de considérer une nouvelle force linéique dans l'équation de la quantité de mouvement qui est celle induite par la tension de surface. Cette force ne s'applique qu'à l'interface liquide-vapeur. Cette force linéique est définie comme :

$$\mathbf{F}_L = \int_{\Sigma} \sigma \mathbf{n}_{\partial\Sigma} d\mathbb{L} \quad (2.37)$$

La conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors comme :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\omega} \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dV = \oint_{\partial\Sigma} f_L \mathbf{n}_{\partial\Sigma} d\mathbb{L} + \oint_{\partial\omega} \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} \cdot \mathbf{n}_{\partial\omega} dS + \iiint_{\omega} \rho \mathbf{f}_V dV \quad (2.38)$$

Cette nouvelle force peut également être écrite sous forme d'intégrale surfacique de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_L = \oint_{\partial\Sigma} \nabla^s \sigma + \sigma \kappa \mathbf{n}_\Sigma dS \quad (2.39)$$

Cette réécriture fait apparaître le terme de Marangoni,  $\nabla^s \sigma$ , qui est le gradient surfacique de la tension de surface et  $\kappa$  la courbure de l'interface. Le terme  $\sigma \kappa \mathbf{n}_\Sigma$  représente quant à lui la pression de Laplace. Dans le cas de l'ébullition en film, on considère que le phénomène a lieu dans un fluide pur. Le changement

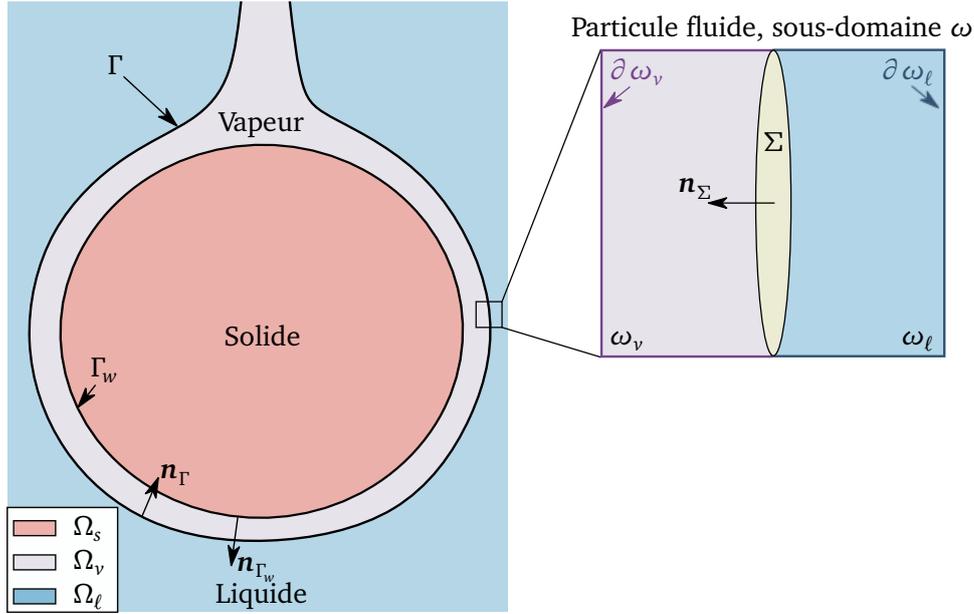


FIGURE 2.1 – Schéma d'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal et d'une particule fluide traversée par une interface liquide-vapeur.

de phase est également supposé se dérouler à pression constante. Ces deux conditions imposent alors que la température de saturation le long de l'interface est uniforme. Comme la tension de surface dépend des phases mises en jeu et de la température, et que dans notre cas ces deux variables sont uniformes,  $\nabla^s \sigma = 0$ . L'application du théorème de Reynolds diphasique à l'équation (2.38) permet de la réécrire sous la forme :

$$\iiint_{\omega_{\ell,v}} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \iint_{\Sigma} [\rho \mathbf{u} (\mathbf{u}_{\Sigma} - \mathbf{u})] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} dS - \iint_{\Sigma} \sigma \kappa \mathbf{n}_{\Sigma} dS - \iint_{\partial \omega} \underline{\underline{\mathbf{T}_s}} \cdot \mathbf{n}_{\partial \omega} dS - \iiint_{\omega} \rho \mathbf{f}_V dV = 0 \quad (2.40)$$

Par la suite, le théorème de Green-Ostrogradsky diphasique est appliqué sur les intégrales définies dans le domaine  $\partial \omega$ . L'équation de la conservation de la quantité de mouvement devient :

$$\iiint_{\omega_{\ell,v}} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \mathbf{f}_V - \nabla \cdot (\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}) dV - \iint_{\Sigma} \left( [\rho \mathbf{u} \otimes (\mathbf{u}_{\Sigma} - \mathbf{u})] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + [\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + \mathbf{f}_L \kappa \mathbf{n}_{\Sigma} \right) dS = 0 \quad (2.41)$$

Le terme dans l'intégrale volumique reste inchangé par rapport à un écoulement monophasique. Cependant, cette équation fait apparaître les termes de saut à l'interface liquide-vapeur. En appliquant le principe de localisation, l'équation de saut pour la quantité de mouvement est donnée par :

$$[\rho \mathbf{u} \otimes (\mathbf{u}_{\Sigma} - \mathbf{u})] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + [\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + \sigma \kappa \mathbf{n}_{\Sigma} = 0 \quad (2.42)$$

De la même manière que dans pour la conservation de la masse, le terme  $\mathbf{u}_{\Sigma} - \mathbf{u}$  est nul, l'équation (2.42) devient alors :

$$[\underline{\underline{\mathbf{T}_s}}] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + \sigma \kappa \mathbf{n}_{\Sigma} = 0 \quad (2.43)$$

La projection de cette équation sur le vecteur normal et tangent à l'interface, notée  $\mathbf{t}_{\Sigma}$  donne alors les relations de saut pour un écoulement diphasique sans changement de phase. Le saut normal est alors donné par :

$$[\underline{\underline{\mathbf{T}_s}} \cdot \mathbf{n}_{\Sigma}] \cdot \mathbf{n}_{\Sigma} + \sigma \kappa = 0 \quad , \quad (2.44)$$

et le saut tangentiel par :

$$\left[ \left[ \underline{\underline{T}}_s \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma = 0 \quad (2.45)$$

Dans le cas d'un écoulement incompressible, le tenseur  $\underline{\underline{T}}_s$  est donné par l'expression (2.9), ces relations deviennent alors respectivement :

$$\llbracket p \rrbracket = \sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma \quad (2.46a)$$

$$\left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma = 0 \quad (2.46b)$$

Dans le cas d'un écoulement bas Mach, le tenseur  $\underline{\underline{T}}_s$  est donné par l'expression (2.29), ces relations deviennent alors respectivement :

$$\llbracket p \rrbracket = \sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma + \lambda \llbracket \nabla \cdot \underline{u}_{LMN} \rrbracket \quad (2.47a)$$

$$\left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma + \lambda \llbracket \nabla \cdot \underline{u}_{LMN} \rrbracket = 0 \quad (2.47b)$$

## 2.1.4 Cas avec changement de phase

### 2.1.4.1 Saut de la masse

$$\llbracket \rho (\underline{u} - \underline{u}_\Sigma) \rrbracket \cdot \underline{n}_\Sigma = 0 \quad (2.48)$$

Dans le cas de changement de phase, la vitesse de l'interface n'est plus égale à la vitesse du fluide de part et d'autre, car elle dépend de ce changement. L'équation (2.48) traduit alors l'égalité des flux massiques de part et d'autre de l'interface. Dans un cas avec changement de phase, cela implique que le débit de vaporisation  $\dot{m}$  est égal à :

$$\dot{m} = \rho_v (\underline{u}_v - \underline{u}_\Sigma) \cdot \underline{n}_\Sigma, \quad \dot{m} = \rho_\ell (\underline{u}_\ell - \underline{u}_\Sigma) \cdot \underline{n}_\Sigma \quad (2.49)$$

Ce qui permet d'écrire la relation de saut de vitesse comme :

$$\llbracket \underline{u} \rrbracket = \dot{m} \left[ \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right] \underline{n}_\Sigma \quad (2.50)$$

### 2.1.4.2 Saut de la quantité de mouvement

De la même manière que pour la conservation de la quantité de mouvement, par rapport au saut pour un écoulement diphasique sans changement de phase, la vitesse de part et d'autre de l'interface n'est plus égale à la vitesse de l'interface. La projection de l'équation de saut de quantité de mouvement définie à l'équation (2.42) selon la normale à l'interface est alors définie comme :

$$\llbracket \rho \underline{u} \otimes (\underline{u} - \underline{u}_\Sigma) \rrbracket \cdot \underline{n}_\Sigma + \left[ \left[ \underline{\underline{T}}_s \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma + \sigma \kappa \underline{n}_\Sigma = 0 \quad (2.51)$$

Avec la définition du débit massique de changement de phase donnée à l'équation (2.49), cette équation peut être réécrite comme :

$$\dot{m} \llbracket \underline{u} \rrbracket + \left[ \left[ \underline{\underline{T}}_s \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma + \sigma \kappa \underline{n}_\Sigma = 0 \quad (2.52)$$

puis en substituant le saut de vitesse par son expression donnée à l'équation (2.50), et en projetant selon la normale à l'interface, la relation de saut suivant la normale de l'interface devient alors :

$$\dot{m}^2 \left[ \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right] + \left[ \left[ \underline{\underline{T}}_s \cdot \underline{n}_\Sigma \right] \right] \cdot \underline{n}_\Sigma + \sigma \kappa = 0 \quad (2.53)$$

Pour le saut tangentiel, l'expression est :

$$\left[ \underline{\underline{T}}_s \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma + \sigma \kappa = 0 \quad (2.54)$$

Comme pour les parties précédentes, ces équations sont exprimées dans le cas incompressible avec le tenseur de contrainte surfacique  $\underline{\underline{T}}_s$  défini à l'équation (2.9), ce qui donne le jeu d'équations suivant, qui présente respectivement le saut normal puis le saut tangentiel :

$$\llbracket p \rrbracket = \sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma - \dot{m}^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right] \quad (2.55a)$$

$$\sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] = 0 \quad (2.55b)$$

et dans le cas compressible avec le tenseur de contraintes surfaciques défini à l'équation (2.29) :

$$\llbracket p \rrbracket = \sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma + \lambda \llbracket \nabla \cdot \underline{\underline{u}}_{LMN} \rrbracket - \dot{m}^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right] \quad (2.56a)$$

$$\sigma \kappa + \left[ \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma \right] \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma + \lambda \llbracket \nabla \cdot \underline{\underline{u}}_{LMN} \rrbracket \right] = 0 \quad (2.56b)$$

### 2.1.4.3 Saut de l'énergie

L'application du théorème de Reynolds diphasique à l'équation (2.17) permet d'obtenir le terme du saut d'énergie à l'interface selon la normale à l'interface qui est alors donné par :

$$\llbracket \rho (e_i + \mathbf{u}^2/2) (\underline{\underline{u}}_\Sigma - \underline{\underline{u}}) \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma + \llbracket \underline{\underline{T}}_s \cdot \underline{\underline{u}} \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma + \sigma \kappa \underline{\underline{u}} \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma - \llbracket \underline{\underline{q}} \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma = 0 \quad (2.57)$$

avec  $e_i + \mathbf{u}^2 = e$ , la décomposition de l'énergie totale en somme d'énergie interne et cinétique. L'équation (2.57) peut alors être simplifiée en utilisant la projection du saut de quantité de mouvement (2.52) sur le vecteur vitesse. Cette opération permet de faire apparaître le saut de l'énergie cinétique massique. En substituant l'expression de l'énergie cinétique massique obtenue dans l'équation (2.57), le saut d'énergie devient :

$$\llbracket \rho e_i (\underline{\underline{u}}_\Sigma - \underline{\underline{u}}) \rrbracket + \llbracket \underline{\underline{q}} \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma = 0 \quad (2.58)$$

Puis en exprimant l'énergie interne en fonction de l'enthalpie,  $e_i = h + p/\rho$  avec  $h$  l'enthalpie massique, et en utilisant l'équation (2.50) pour faire apparaître le débit de vaporisation, l'équation précédente devient :

$$\dot{m} \left[ \left[ h + \frac{p}{\rho} \right] \right] + \llbracket \underline{\underline{q}} \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma = 0 \quad (2.59)$$

Dans notre cas, le changement de phase est supposé s'effectuer à pression constante, le saut de pression est donc nul. De plus, en utilisant la loi de Fourier pour exprimer le flux thermique  $\underline{\underline{q}}$ , le saut de l'énergie peut être exprimé comme :

$$\llbracket [-k \nabla T] \rrbracket \cdot \underline{\underline{n}}_\Sigma = -\dot{m} \llbracket h \rrbracket = -\dot{m} h_{\ell \rightarrow v} \quad (2.60)$$

Cette expression est valable pour le cas incompressible et avec le modèle bas Mach. Le tableau 2.1 récapitule les équations fondamentales qui seront utilisées pour modéliser l'ébullition en film dans le cas incompressible et le tableau 2.2 celles utilisées dans le cas du modèle bas Mach.

Loi de conservation	Relation de saut
$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$	$[[\mathbf{u}]] = \dot{m} \left[ \frac{1}{\rho} \right] \mathbf{n}_\Sigma$
$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \rho \mathbf{g}$	$[[p]] = \sigma \kappa + \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \mathbf{n}_\Sigma \right] \cdot \mathbf{n}_\Sigma - \dot{m}^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right]$
$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T)$	$[[ -k \nabla T ]] \cdot \mathbf{n}_\Sigma = -\dot{m} h_{\ell \rightarrow \nu}$

TABLEAU 2.1 – Équations fondamentales pour un système diphasique incompressible avec changement de phase.

Loi de conservation	Relation de saut
$\nabla \cdot \mathbf{u}_\nu = \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt}; \quad \nabla \cdot \mathbf{u}_\ell = 0$	$[[\mathbf{u}]] = \dot{m} \left[ \frac{1}{\rho} \right] \mathbf{n}_\Sigma$
$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla \check{p} + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \underline{\underline{I}}) + \rho \mathbf{g}$	$[[p]] = \sigma \kappa + \left[ 2\mu \underline{\underline{D}} \cdot \mathbf{n}_\Sigma \right] \cdot \mathbf{n}_\Sigma + \lambda \left[ \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN} \right] - \dot{m}^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right]$
$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot k \nabla T + P_\infty \nabla \cdot \mathbf{u}$	$[[ -k \nabla T ]] \cdot \mathbf{n}_\Sigma = -\dot{m} h_{\ell \rightarrow \nu}$

TABLEAU 2.2 – Équations fondamentales pour le modèle bas Mach pour un système diphasique avec changement de phase.

## 2.2 Méthode numérique

### 2.2.1 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique incompressible

#### 2.2.1.1 Résolution de la quantité de mouvement

Tout comme pour la partie 2.1, dans un souci de simplicité, la procédure de résolution pour un écoulement monophasique incompressible est tout d'abord détaillée. Dans les sections suivantes, les algorithmes de résolution pour des écoulements à bas Mach, avec frontières immergées puis des écoulements diphasiques avec changements de phases seront détaillés. Afin de résoudre l'équation de la quantité de mouvement (2.11), la méthode de projection est utilisée. Elle fut premièrement décrite par Chorin [23]. Cette méthode permet de découpler la résolution de la pression et de la vitesse dans les équations de Navier-Stokes. Cela revient alors à résoudre une équation de Poisson pour la pression. La méthode de projection employée dans le code DIVA est celle décrite dans [117] et [64] pour des écoulements diphasiques. Dans un premier temps, cette méthode est présentée dans un cas monophasique. La méthode de projection nécessite tout d'abord le calcul d'une vitesse temporaire, appelée étape de prédiction :

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^n - \Delta t \left( (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n - \frac{\nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}^n)}{\rho^{n+1}} - \mathbf{g} \right) \quad (2.61)$$

L'exposant  $n$  désigne ici l'indice d'itération temporelle. Le champ de pression est ensuite calculé avec la résolution de l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (2.62)$$

Puis la nouvelle vitesse est déduite du champ de pression :

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \frac{\Delta t}{\rho^{n+1}} \nabla p^{n+1} \quad (2.63)$$

### 2.2.1.2 Conservation de l'énergie

Dans le cas d'un écoulement incompressible monophasique, la résolution de l'équation de l'énergie est découplée de la résolution de la quantité de mouvement. La température est transportée comme un scalaire passif. Afin de garder un schéma de résolution implicite et linéaire, le système à résoudre est défini comme :

$$\rho C_v T^{n+1} - \Delta t \nabla \cdot (k \nabla T^{n+1}) = \rho C_v [T^n - \Delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla T^n)] \quad (2.64)$$

## 2.2.2 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement monophasique bas Mach

### 2.2.2.1 Conservation de la quantité de mouvement

Afin de résoudre la conservation de la quantité de mouvement, la méthode proposée par Daru et al. [27] est utilisée. Cette méthode a déjà été utilisée pour la simulation de vaporisation de goutte par Mialhe et al. [77]. Comme il a été précisé précédemment, le modèle bas Mach fait intervenir un tenseur de contrainte surfacique lié à la dilatation et contraction thermique de la vapeur. Dans l'équation de la quantité de mouvement, le terme de déformation lié aux compression et dilatation thermique est ajouté par rapport au cas incompressible décrit à l'équation (2.61). La vitesse temporaire,  $\mathbf{u}^*$  est alors définie comme :

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^n - \Delta t \left( (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n - \frac{\nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}^n) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{LMN}^n \underline{\underline{I}})}{\rho^{n+1}} - \mathbf{g} \right) \quad (2.65)$$

Puis l'équation (2.62), est également modifiée pour tenir compte des effets de la thermique sur l'hydrodynamique :

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^* - \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1}}{\Delta t} \quad (2.66)$$

La nouvelle vitesse est ensuite calculée avec l'équation (2.63). Cependant, dans ce cas, comme le terme  $\nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^n$  dépend de la température (voir équation (2.28)), et que la masse volumique  $\rho^{n+1}$  est calculée à partir de celle-ci, les équations de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont couplées.

### 2.2.2.2 Conservation de l'énergie

Comme il a été présenté dans l'équation (2.33), l'équation de l'énergie intègre un terme supplémentaire par rapport à un écoulement incompressible. La méthode pour inclure le solveur thermique avec la méthode bas Mach a été décrite dans [77]. Dans notre cas, la pression thermodynamique,  $P_\infty$ , est supposée constante et uniforme. L'équation de l'énergie est alors résolue avec le système suivant :

$$\rho^{n+1} C_v T^{n+1} - \Delta t \nabla \cdot (k \nabla T^{n+1}) = \rho^{n+1} C_v [T^n - \Delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla T^n)] - \Delta t P_\infty \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^n \quad (2.67)$$

Une fois la température  $T^{n+1}$  calculée, la masse volumique est calculée avec l'équation des gaz parfaits :

$$\rho^{n+1} = \frac{P_\infty}{r T^{n+1}} \quad (2.68)$$

Ainsi, la résolution des équations fondamentales se déroule en 3 étapes :

- Le calcul de la quantité de mouvement;
- Le calcul du champ de température;
- Le calcul de la masse volumique avec le champ de température obtenu.

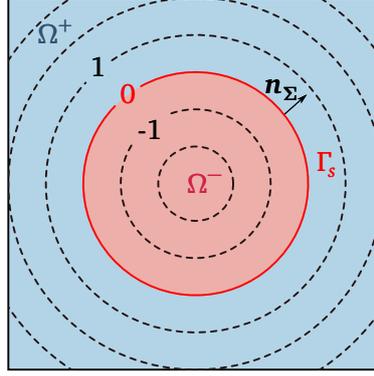


FIGURE 2.2 – Représentation d’une fonction distance signée en 2D pour un cercle. L’intérieur du domaine est négatif et l’extérieur positif. L’isocourbe  $\Phi_s = 0$  représente l’interface.

## 2.2.3 Résolution des équations fondamentales avec frontières immergées pour un écoulement monophasique

### 2.2.3.1 Résolution de la quantité de mouvement dans un écoulement incompressible

Dans le cas d’une simulation où seule une phase fluide est simulée, les conditions limites sont appliquées au bord du domaine. Avec l’inclusion d’une frontière solide au sein du domaine de calcul, comme présenté à la figure 2.1, il est nécessaire d’imposer des conditions limites à l’intérieur du domaine de simulation. La méthode des frontières immergées, dont Peskin [89] fut le pionnier, propose une méthode permettant de réaliser des calculs de mécanique des fluides précis sur des géométries complexes tout en conservant un maillage structuré, comme il a été montré dans [122] et [90]. L’avantage de cette méthode est qu’une cellule peut à la fois contenir du solide et du liquide, ainsi le maillage n’est pas obligé de correspondre à la géométrie du solide et du liquide. Ce point permet donc de s’affranchir de certaines difficultés de maillage liées à la géométrie du solide. Cependant, comparée au maillage non structuré, cette méthode souffre d’un manque de flexibilité si elle est utilisée avec un maillage structuré non uniforme. Toutefois, des méthodes permettent de l’utiliser avec des maillages ayant des structures de type arbre quaternaire ou octinaire [93, 41, 104, 31]. La méthode utilisée ici pour réaliser le couplage entre un solide et un fluide dans un écoulement incompressible est celle proposée par Ng et al. [80].

Tout d’abord, afin de localiser l’interface entre solide et fluide, une fonction distance signée, notée  $\Phi_s$ , est utilisée, l’indice  $s$  faisant référence au solide. Comme cette fonction est signée, les distances sont algébriques. Elles sont négatives à l’extérieur du domaine (dans un domaine identifié comme  $\Omega^-$ ), positives à l’intérieur du domaine  $\Omega^+$  et sont nulles lorsque à l’interface, notée  $\Gamma_w$ , où l’indice  $w$  réfère à la paroi solide. Une définition mathématique est donnée ci-dessous :

$$\Phi_s : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$$

$$\mathbf{x} \mapsto \begin{cases} d(\mathbf{x}, \Gamma) & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega^+ \\ 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Gamma_s \\ -d(\mathbf{x}, \Gamma) & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega^- \end{cases} \quad (2.69)$$

Avec  $d$  la fonction qui associe à un point de coordonnée  $\mathbf{x}$  du domaine  $\Omega$  la distance selon la direction normale,  $n_{\text{sigma}}$ , à l’interface  $\Gamma_s$ . La figure 2.2 représente une fonction distance signée.

La fonction distance signée possède également des propriétés géométriques intéressantes qui permettent de calculer facilement la normale à l’interface et la courbure de l’interface :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \Phi}{|\nabla \Phi|} \quad (2.70)$$

$$\kappa(\Phi) = -\nabla \cdot \mathbf{n} \quad (2.71)$$

De plus, elle permet facilement de localiser une interface. Pour ceci, dans un cas en deux dimensions, si au moins l’un des tests suivants est vrai, alors la cellule localisée au point  $(i, j)$  est coupée par une interface :

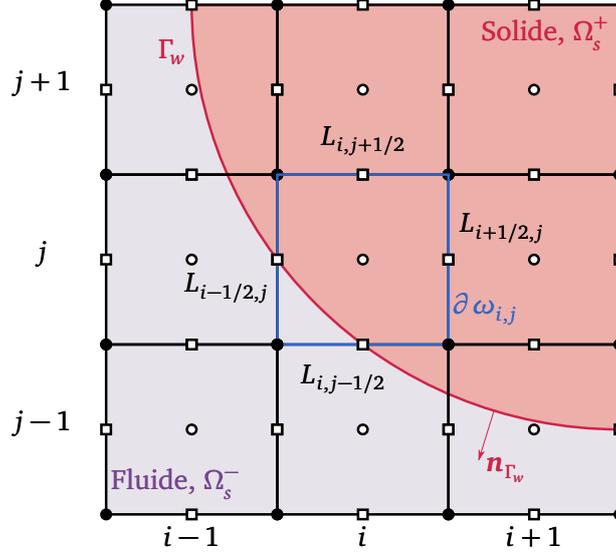


FIGURE 2.3 – Représentation d’une frontière immergée entre un solide et un fluide. Les ronds creux représentent le centre des cellules, les ronds pleins, les nœuds du maillage et les carrés représentent les points de la grille décalés pour le calcul de la vitesse.

$$\begin{cases} \Phi_{i,j} \Phi_{i+1,j} < 0 \\ \Phi_{i,j} \Phi_{i-1,j} < 0 \\ \Phi_{i,j} \Phi_{i,j+1} < 0 \\ \Phi_{i,j} \Phi_{i,j-1} < 0 \end{cases} \quad (2.72)$$

Deux conditions limites sont alors nécessaires pour modéliser l’écoulement du fluide autour du solide. La première est la condition d’imperméabilité :

$$\mathbf{n}_{\Gamma_w} \cdot \nabla P|_{\Gamma_w} = 0 \quad (2.73)$$

Cette condition implique également que la vitesse normale à la paroi soit nulle :

$$\mathbf{n}_{\Gamma_w} \cdot \mathbf{u}|_{\Gamma_w} = 0 \quad (2.74)$$

Pour les fluides visqueux, la condition de non-glissement doit également être appliquée. Dans notre cas, le solide est immobile. Cette condition s’exprime alors comme :

$$\mathbf{t}_{\Gamma_w} \cdot \mathbf{u}|_{\Gamma_w} = 0 \quad (2.75)$$

où  $\mathbf{t}_{\Gamma_w}$  est le vecteur tangent à l’interface.

Un schéma de la situation en deux dimensions est présenté figure 2.3. Comme convenu précédemment, la fonction distance signée  $\Phi_s$  est positive dans la partie solide,  $\Omega_s^+$ , et est négative sur la partie fluide,  $\Omega_s^-$ . Considérons maintenant la cellule centrée sur le point  $(i, j)$  représenté sur la figure 2.3. Cette cellule est traversée par une interface solide-fluide. En prenant l’approche des volumes finis, l’équation (2.62) appliquée dans une cellule  $\omega_{i,j}$  traversée par l’interface  $\Gamma_w$  peut s’écrire comme :

$$\iiint_{\omega_{i,j} \setminus \Omega^+} \nabla \cdot \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) dV = \iiint_{\omega_{i,j} \setminus \Omega^+} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} dV \quad (2.76)$$

où  $\omega_{i,j} \setminus \Omega^+$  désigne l’espace de la cellule occupé par le fluide. En appliquant le théorème de la divergence, l’équation devient alors :

$$\iint_{\partial(\omega_{i,j} \setminus \Omega^+)} \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS = \frac{1}{\Delta t} \iint_{\partial(\omega_{i,j} \setminus \Omega^+)} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS \quad (2.77)$$

Pour calculer les intégrales surfaciques l’équation (2.77), la proportion occupée par le solide sur chaque face de la cellule est approximée linéairement. Pour la face  $(i-1/2, j)$ , cette proportion est calculée comme :

$$L_{i-1/2,j} = \begin{cases} \Delta y \frac{\Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)}}{\Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} - \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)}} & \text{si } \Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} < 0 \text{ et } \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)} > 0 \\ \Delta y \frac{\Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)}}{\Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} - \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)}} & \text{si } \Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} > 0 \text{ et } \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)} < 0 \\ \Delta y & \text{si } \Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} < 0 \text{ et } \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)} < 0 \\ 0 & \text{si } \Phi_{s,(i-1/2,j-1/2)} > 0 \text{ et } \Phi_{s,(i-1/2,j+1/2)} > 0 \end{cases} \quad (2.78)$$

De cette manière, le membre de gauche de l'équation (2.77) peut être discrétisé comme :

$$-\oint_{\partial(\omega_{i,j}\backslash\Omega^+)} \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS \approx \frac{L_{i-1/2,j}}{\rho_{i-1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i+1/2,j}}{\rho_{i+1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i+1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i,j-1/2}}{\rho_{i,j-1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta y} + \frac{L_{i,j+1/2}}{\rho_{i,j+1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j+1}}{\Delta y} \quad (2.79)$$

Et le membre de droite :

$$-\oint_{\partial(\omega_{i,j}\backslash\Omega^+)} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS \approx L_{i-1/2,j} u_{i-1/2,j}^* - L_{i+1/2,j} u_{i+1/2,j}^* + L_{i,j-1/2} v_{i,j-1/2}^* - L_{i,j+1/2} v_{i,j+1/2}^* \quad (2.80)$$

avec  $\mathbf{u} = (u, v)$  en deux dimensions. Le système à résoudre est alors :

$$\frac{L_{i-1/2,j}}{\rho_{i-1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i+1/2,j}}{\rho_{i+1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i+1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i,j-1/2}}{\rho_{i,j-1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta y} + \frac{L_{i,j+1/2}}{\rho_{i,j+1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j+1}}{\Delta y} = \frac{1}{\Delta t} \left( L_{i-1/2,j} u_{i-1/2,j}^* - L_{i+1/2,j} u_{i+1/2,j}^* + L_{i,j-1/2} v_{i,j-1/2}^* - L_{i,j+1/2} v_{i,j+1/2}^* \right) \quad (2.81)$$

### 2.2.3.2 Résolution de la quantité de mouvement dans un écoulement bas Mach

Plusieurs méthodes ont déjà été développées pour utiliser la méthode des frontières immergées avec des solveurs pleinement compressibles [81, 105]. Cependant, la plupart de ces solveurs sont efficaces pour les écoulements supersoniques, mais pas pour les écoulements à bas Mach, comme montré dans [48]. Toutefois, dans [86], un solveur bas Mach est proposé pour un écoulement chimiquement réactif. Dans notre cas, la situation est plus simple comme le système considéré est un liquide pur avec une frontière solide. Afin de pouvoir utiliser le solveur bas Mach avec le solveur incluant les frontières immergées, la méthode suivante est proposée. L'étape de prédiction de vitesse reste inchangée. Cependant, l'équation de Poisson doit intégrer la divergence de la vitesse qui intègre les effets thermiques. De même que pour le cas incompressible, l'approche des volumes finis appliquée sur l'équation de Poisson, mais cette fois-ci pour l'écoulement à bas Mach. L'équation (2.66) devient alors :

$$\iiint_{\omega_{i,j}\backslash\Omega^+} \nabla \cdot \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) dV = \iiint_{\omega_{i,j}\backslash\Omega^+} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^* - \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1}}{\Delta t} dV \quad (2.82)$$

En appliquant le théorème de la divergence, le système suivant est alors obtenu :

$$\oint_{\partial(\omega_{i,j}\backslash\Omega^+)} \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS = \frac{1}{\Delta t} \oint_{\partial(\omega_{i,j}\backslash\Omega^+)} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS - \frac{1}{\Delta t} \iiint_{\omega_{i,j}\backslash\Omega^+} \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1} dV \quad (2.83)$$

Contrairement au cas incompressible, un terme supplémentaire est présent dû à la présence des effets thermiques sur le champ hydrodynamique. Ce terme est approximé à l'aide de la fraction volumique occupée par le fluide dans la cellule  $(i, j)$ . Cette fraction volumique est notée  $L_{V,i,j}$ . Le système à résoudre à l'interface solide-fluide dans le cas du modèle bas Mach est alors :

$$\frac{L_{i-1/2,j}}{\rho_{i-1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i+1/2,j}}{\rho_{i+1/2,j}} \frac{p_{i,j} - p_{i+1,j}}{\Delta x} + \frac{L_{i,j-1/2}}{\rho_{i,j-1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta y} + \frac{L_{i,j+1/2}}{\rho_{i,j+1/2}} \frac{p_{i,j} - p_{i,j+1}}{\Delta y} = \frac{1}{\Delta t} \left( L_{i-1/2,j} u_{i-1/2,j}^* - L_{i+1/2,j} u_{i+1/2,j}^* + L_{i,j-1/2} v_{i,j-1/2}^* - L_{i,j+1/2} v_{i,j+1/2}^* - \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1} L_{V,i,j} \right) \quad (2.84)$$

### 2.2.3.3 Résolution de la conservation de l'énergie

La température à la surface du solide,  $T_w$ , est considérée comme constante. Le solide est considéré isotherme, ce qui nécessite d'imposer dans le solide,  $T = T_w$ . Les conditions à respecter pour savoir si une cellule  $(i, j)$  se trouve dans le solide ou à la frontière de ce dernier sont présentées ci-dessous :

$$\text{si} \quad \begin{cases} \phi_{s,(i,j)} \phi_{s,(i+1,j)} > 0 \\ \phi_{s,(i,j)} \phi_{s,(i-1,j)} > 0 \\ \phi_{s,(i,j)} \phi_{s,(i,j+1)} > 0 \\ \phi_{s,(i,j)} \phi_{s,(i,j-1)} > 0 \\ \phi_{s,(i,j)} > 0 \end{cases} \quad \text{alors} \quad T = T_w \quad (2.85)$$

La température doit également être maintenue constante à la frontière solide-fluide, ce qui revient à imposer une condition de Dirichlet le long de cette interface. La méthode numérique développée par Gibou et al. [37] est alors utilisée pour réaliser cette opération.

### 2.2.4 Localisation de l'interface

Jusqu'à présent, les méthodes numériques ont été explicitées pour un écoulement monophasique. Dans le cas d'un écoulement diphasique, l'interface entre les deux fluides doit être localisée. Pour cela, la méthode de la *Level Set* ou la méthode des lignes de niveau est employée. Cette méthode décrite par Sussman et al. [116] permet de traquer les interfaces en utilisant une fonction distance signée, notée ici  $\Phi$ . Cette fonction est liée à l'interface entre les deux fluides, notée  $\Gamma$ . Dans le cas précédent du solide immobile, la fonction distance signée était constante. Dans le cas d'une interface entre deux fluides, cette dernière évolue en fonction de la dynamique des fluides. Pour ce faire, cette méthode propose d'utiliser l'équation de convection appliquée à la fonction distance signée :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \nabla \Phi = 0 \quad (2.86)$$

Une fois l'équation de convection résolue, la fonction obtenue n'est pas exactement une fonction distance signée. On note la solution obtenue  $\phi'$ , pour la différencier de  $\phi$  qui est une fonction distance signée. L'emplacement de  $\phi' = 0$  représente bien l'interface  $\Gamma$ . Cependant, l'évaluation de la fonction sur les autres points du domaine ne correspond plus exactement à une fonction distance signée. D'une itération à l'autre, cette déformation est faible, mais il est nécessaire de corriger cette erreur à chaque pas de temps pour éviter l'accumulation d'erreurs. La fonction distance pourrait être reconstruite à partir de l'interface où  $\phi' = 0$ , en calculant la distance pour chaque cellule à cette interface. Cette méthode est assez lente et crée une distorsion de l'interface, et donc des pertes de masse. Plus de précisions sur ce point sont apportées par Sussman et al. [116]. La solution proposée par les auteurs est de résoudre l'équation suivante sur un pas de temps fictif pour corriger cette erreur :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = \text{sign}(\Phi') (1 - |\nabla \Phi|) \quad (2.87)$$

avec la condition initiale présentée ci-dessous :

$$\Phi(\mathbf{x}, \tau = 0) = \Phi'(\mathbf{x}) \quad (2.88)$$

Avec  $\text{sign}$  la fonction qui à un scalaire réel associe son signe. Numériquement, le suivi de l'interface se fait en trois étapes :

- initialiser la fonction  $\Phi^n(\mathbf{x})$  pour être la fonction distance normale signée ;
- résoudre l'équation de convection appliquée à la fonction  $\Phi^n$  avec l'équation (2.86) afin d'obtenir  $\Phi'$  ;

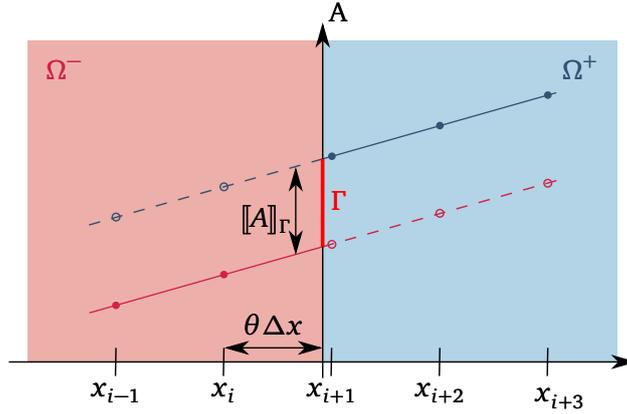


FIGURE 2.4 – Représentation de cellule fantôme autour d’une interface dans un cas une dimension où un champ physique  $A$  est discontinue à l’interface.

— calculer la fonction distance signée au pas de temps  $n + 1$ ,  $\Phi^{n+1}$ , grâce à la fonction  $\Phi'$  et aux équations (2.87) et (2.88).

Pour la suite, on considère la fonction distance signée positive dans la partie liquide et négative dans la partie vapeur.

### 2.2.5 La méthode des cellules fantômes

La méthode des cellules fantômes ou *Ghost Fluid Method* (GFM) est une méthode qui permet de tenir compte des sauts de variables physiques aux interfaces. Elle a été décrite pour la première fois par Fedkiw et al. [34], puis reprise et complétée pour les écoulements diphasiques visqueux incompressibles avec prise en compte de la tension de surface et de la gravité. Afin de conserver la continuité aux interfaces, Fedkiw et al. [34] proposent d’introduire des cellules fantômes autour de l’interface. Prenons un champ scalaire  $A$  d’une variable physique telle que ce champ et sa dérivée ne sont pas continus à l’interface  $\Gamma$ . Le saut de valeur à l’interface est noté  $[A]_\Gamma$ . Décomposons ce champ en deux parties  $A = A^- \cup A^+$  où  $A^+$  et  $A^-$  sont respectivement définis et continus dans le domaine  $\Omega^+$  et  $\Omega^-$ . Les cellules fantômes de la phase  $\Omega^+$  ont pour propriétés thermophysiques celles de la phase  $\Omega^-$  et inversement. La valeur fantôme de  $A^+$  dans  $\Omega^-$  est la prolongation par continuité de  $A^+$  dans  $\Omega^-$  et inversement. Cette prolongation est calculée avec la méthode développée par Aslam [2] qui se base sur la résolution d’équations aux dérivées partielles sur un temps fictif. Cette méthode permet d’extrapoler un champ selon trois modes : une extrapolation constante, linéaire ou quadratique. Pour une extrapolation linéaire, la situation est illustrée à la figure 2.4.

L’avantage de la méthode des cellules fantômes dans les calculs de mécaniques des fluides est qu’elle permet, entre autres, de discrétiser, aux interfaces, les équations de la forme :

$$\frac{d}{dx} \left( \beta \frac{dA}{dx} \right) = h(x) \quad (2.89)$$

car ces équations sont utilisées notamment dans la résolution de la quantité de mouvement. La discrétisation en utilisant un schéma centré de l’équation (2.89) est :

$$\frac{d}{dx} \left( \beta(x) \frac{dA}{dx} \right)_i = \frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{dA}{dx} \Big|_{i+1/2}^+ - \beta_{i-1/2}^+ \frac{dA}{dx} \Big|_{i-1/2}^-}{\Delta x} = \frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{A_{i+1}^+ - A_i^-}{\Delta x} - \beta_{i-1/2}^- \frac{A_i^- - A_{i-1}^-}{\Delta x}}{\Delta x} = h_i \quad (2.90)$$

Dans cette équation, les indices "-" et "+" réfèrent aux domaines  $\Omega^-$  et  $\Omega^+$ , où les valeurs sont évaluées.  $i$  est l’indice du noeud de la grille de résolution.  $\Delta x$  est le pas d’espace. Dans le cas d’une interface, plusieurs discontinuités peuvent avoir lieu à l’interface : le champ  $A$ , la dérivée de  $A$  ou le coefficient de diffusion  $\beta$  peuvent être discontinus. Ces trois types de discontinuités sont détaillés dans les sections suivantes.

#### 2.2.5.1 Saut d’un champ

Supposons dans un premier temps que  $\beta$  est continue entre les deux phases, ainsi que la dérivée spatiale du champ  $A$ . Les conditions de saut à l’interface sont donc :

$$[[\beta]]_{\Gamma} = 0 \quad (2.91a)$$

$$\left[ \left[ \frac{dA}{dx} \right] \right]_{\Gamma} = 0 \quad (2.91b)$$

$$[[A]]_{\Gamma} = a_{\Gamma}(x) \quad (2.91c)$$

Dans ce cas, le calcul de l'équation (2.90) pose problème, car le terme  $A_{i+1}^+ - A_i^-$  est mal défini, comme il y a discontinuité de l'interface. La GFM propose alors de remplacer  $A_{i+1}$  par une valeur fantôme  $A_{i+1}^{G-}$  équation (2.92) :

$$\frac{d}{dx} \left( \beta(x) \frac{dA}{dx} \right)_i = \frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{A_{i+1}^{G-} - A_i^-}{\Delta x} - \beta_{i-1/2}^- \frac{A_i^- - A_{i-1}^-}{\Delta x}}{\Delta x} = h_i \quad (2.92)$$

Cette valeur fantôme est obtenue par prolongement par continuité du champ  $A^-$  à l'interface, comme défini sur la figure 2.4. Cette valeur fantôme est définie par l'équation (2.93) :

$$A_{i+1}^{G-} = A_{i+1}^+ - a_{\Gamma}(x) \quad (2.93)$$

où l'indice  $G$  signifie *Ghost* pour valeur fantôme. En utilisant cette formulation dans l'équation (2.90), la discrétisation obtenue avec la méthode des fluides fantômes est la suivante :

$$\frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{A_{i+1}^+ - A_i^-}{\Delta x} - \beta_{i-1/2}^- \frac{A_i^- - A_{i-1}^-}{\Delta x}}{\Delta x} = h_i + \beta_{i+1/2}^+ \frac{a_{\Gamma}}{\Delta x^2} \quad (2.94)$$

### 2.2.5.2 Saut d'un flux

Supposons maintenant que seule la dérivée du champ  $A$  soit discontinue. Les conditions de saut sont les suivantes :

$$[[\beta]]_{\Gamma} = 0 \quad (2.95a)$$

$$\left[ \left[ \frac{dA}{dx} \right] \right]_{\Gamma} = b_{\Gamma}(x) \quad (2.95b)$$

$$[[A]]_{\Gamma} = 0 \quad (2.95c)$$

L'équation (2.90) est alors mal définie, car elle fait intervenir la dérivée des dérivées qui, ici, ne sont pas continues. De manière similaire, la GFM propose de remplacer la dérivée du côté "+", par une valeur fantôme issue du champ de dérivées du domaine  $\Omega^-$ , ce qui mène à l'équation (2.96). Cette valeur fantôme présentée à l'équation (2.97), est également obtenue en prolongeant par continuité la dérivée du champ  $\Omega^-$  dans  $\Omega^+$ .

$$\frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{dA}{dx} \Big|_{i+1/2}^+ - \beta_{i-1/2}^- \frac{dA}{dx} \Big|_{i-1/2}^-}{\Delta x} = \frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{dA}{dx} \Big|_{i+1/2}^{G-} - \beta_{i-1/2}^- \frac{dA}{dx} \Big|_{i-1/2}^-}{\Delta x} \quad (2.96)$$

$$\left( \frac{A_{i+1} - A_i}{\Delta x} \right)^{G-} = \left( \frac{A_{i+1} - A_i}{\Delta x} \right)^+ - b_{\Gamma}(x) \quad (2.97)$$

En combinant l'équation (2.96) et l'équation (2.97), la discrétisation du terme à l'interface devient :

$$\frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{dA}{dx} \Big|_{i+1/2}^+ - \beta_{i-1/2}^- \frac{dA}{dx} \Big|_{i-1/2}^-}{\Delta x} = h_i - \beta_{i+1/2}^+ \frac{b_{\Gamma}(x)}{\Delta x} \quad (2.98)$$

### 2.2.5.3 Saut du coefficient de diffusion

Supposons maintenant que seul le coefficient de diffusion  $\beta$  soit discontinue :

$$\llbracket \beta \rrbracket_{\Gamma} = \beta^+ - \beta^- \quad (2.99a)$$

$$\left[ \left[ \frac{dA}{dx} \right] \right]_{\Gamma} = 0 \quad (2.99b)$$

$$\llbracket A \rrbracket_{\Gamma} = 0 \quad (2.99c)$$

Pour ce cas particulier, il faut introduire  $\Delta x \theta$  la distance de la cellule  $i$  à l'interface  $\Gamma$  et  $\Delta x(1 - \theta)$  la distance de la cellule  $i + 1$  à cette même interface. La distance  $\theta \Delta x$  est présentée dans la figure 2.4. Avec l'aide de la fonction distance signée, la fonction  $\theta$  est définie en une dimension comme :

$$\theta = \frac{|\Phi_{i+1}|}{|\Phi_i| + |\Phi_{i+1}|} \quad (2.100)$$

Ainsi, en supposant la continuité des flux à l'interface, l'expression suivante est obtenue :

$$\beta_{i+1/2}^+ \frac{A_{i+1}^+ - A_i^-}{\Delta x} = \beta^+ \frac{A_{i+1}^+ - A_{\Gamma}}{\theta \Delta x} = \beta^- \frac{A_{\Gamma} - A_i^-}{(1 - \theta) \Delta x} \quad (2.101)$$

De cette égalité, la valeur de  $A$  à l'interface, notée  $A_{\Gamma}$ , peut être exprimée comme :

$$A_{\Gamma} = \frac{\theta \beta^- A_i^- + (1 - \theta) \beta^+ A_{i+1}^+}{\theta \beta^- + (1 - \theta) \beta^+} \quad (2.102)$$

En remplaçant  $A_{\Gamma}$  dans l'expression équation (2.101) avec la définition donnée dans équation (2.102), le terme  $\beta_{i+1/2}^+$  peut être exprimé comme :

$$\beta_{i+1/2}^+ = \frac{\beta^+ \beta^-}{\theta \beta^- + (1 - \theta) \beta^+} \quad (2.103)$$

### 2.2.5.4 Cas général

Supposons maintenant un cas plus général où l'interface est située entre  $i$  et  $i + 1$  :

$$\llbracket \beta \rrbracket_{\Gamma} = \beta^+ - \beta^- \quad (2.104a)$$

$$\left[ \left[ \frac{dA}{dx} \right] \right]_{\Gamma} = b_{\Gamma}(x) \quad (2.104b)$$

$$\llbracket A \rrbracket_{\Gamma} = a_{\Gamma}(x) \quad (2.104c)$$

En combinant les équation (2.94),(2.98), (2.103), la formulation générale de la GFM peut s'exprimer comme :

$$\frac{d}{dx} \left( \beta(x) \frac{dA}{dx} \right)_i = \frac{\beta_{i+1/2}^+ \frac{A_{i+1}^+ - A_i^-}{\theta \Delta x} - \beta^- \frac{A_i^- - A_{i-1}}{\Delta x}}{\Delta x} = h_i + \beta_{i+1/2}^+ \frac{(1 - \theta) b_{\Gamma}}{\Delta x} + \beta_{i+1/2}^+ \frac{a_{\Gamma}}{\Delta x^2} \quad (2.105)$$

avec  $\beta_{i+1/2}^+$  défini à l'équation (2.103). Ces équations peuvent être également généralisées dans plusieurs dimensions.

## 2.2.6 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique incompressible avec changement de phase

### 2.2.6.1 Résolution de la quantité de mouvement

Sussman et al. [117] ont décrit la méthode pour résoudre l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un écoulement diphasique et Lalanne et al. [64] l'ont étendue aux écoulements diphasiques avec changement de phase. Comme ces deux méthodes numériques sont proches, seule la dernière

sera abordée. La différence entre ce cas et un écoulement monophasique est que le champ de vitesse est discontinu. Pour cela, dans [117] il est proposé de séparer le champ de vitesse en deux champs notés  $\mathbf{u}_\ell$  et  $\mathbf{u}_v$ . Le champ  $\mathbf{u}_\ell$  équivaut au champ de vitesse dans les zones liquides et est extrapolé via la méthode la GFM de la manière suivante :

$$\mathbf{u}_\ell^n = \begin{cases} \mathbf{u}^n & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} > 0 \\ \mathbf{u}^n - \dot{m}^n \left[ \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right]_\Gamma \mathbf{n}_\Gamma & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} < 0 \end{cases} \quad (2.106)$$

Symétriquement, la vitesse de la vapeur est définie comme :

$$\mathbf{u}_v^n = \begin{cases} \mathbf{u}^n - \dot{m}^n \left[ \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right]_\Gamma \mathbf{n}_\Gamma & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} > 0 \\ \mathbf{u}^n & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} < 0 \end{cases} \quad (2.107)$$

Cela fait alors apparaître la relation de saut de vitesse définie à l'équation (2.50). Ces extensions de vitesse permettent notamment de calculer les termes convectifs de l'équation de prédiction de vitesse (2.61). Cette dernière est alors résolue séparément dans chaque phase en utilisant respectivement la vitesse  $\mathbf{u}_v$  dans la vapeur et la vitesse  $\mathbf{u}_\ell$  dans la phase liquide. De la même manière, la résolution de l'équation de Poisson se fait alors séparément dans chacune des phases via l'équation suivante :

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho} \right) = \begin{cases} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_\ell^*}{\Delta t} & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} > 0 \\ \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_v^*}{\Delta t} & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} < 0 \end{cases} \quad (2.108)$$

Le saut de pression à l'interface entre le liquide et la vapeur est alors pris en compte dans l'équation de Poisson avec l'équation suivante :

$$\llbracket p^{n+1} \rrbracket_\Gamma = \sigma \kappa - \dot{m}^2 \left[ \left[ \frac{1}{\rho} \right] \right] \quad (2.109)$$

Cela est réalisé à l'aide de la méthode numérique proposée dans [74] utilisant la méthode de la GFM développée dans [34]. Puis la nouvelle vitesse est déduite du champ de pression :

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \frac{\Delta t}{\rho} (\nabla \mathbf{p}^{n+1} - \sigma \kappa \delta_\Gamma \mathbf{n}_\Gamma) \quad (2.110)$$

avec  $\delta_\Gamma$  la fonction de Dirac valant 1 à l'interface  $\Gamma$ , et 0 sinon.

### 2.2.6.2 Conservation de l'énergie

La résolution du champ de température utilise le modèle *Ghost Fluid Thermal Solver for Boiling* (GFTSB) développé par Gibou et al. [38]. Ce solveur a été validé pour l'ébullition nucléée en comparaison avec des solutions analytiques dans [119] puis comparé à des résultats expérimentaux dans [49]. Il a été également utilisé pour modéliser l'ébullition sans gravité dans [123] et pour étudier l'ébullition nucléée en intégrant un modèle de micro-région [121]. Ce solveur a également été utilisé par Orazzo and Tanguy [84] et Kentshwaran et al. [59] pour simuler la vaporisation de gouttes.

L'hypothèse majeure de la GFTSB est que la température de l'interface liquide-vapeur est imposée à la température de saturation,  $T_{sat}$ . Cette température correspond à une condition de Dirichlet le long de l'interface, qui est imposée avec la méthode numérique de Gibou et al. [37]. Avec cette hypothèse, il est alors possible de résoudre l'équation de l'énergie de manière séparée dans chaque phase. Ainsi, la température est calculée dans la phase vapeur avec le système suivant pour la phase vapeur :

$$\rho C_v T_v^{n+1} - \Delta t \nabla \cdot (k_v \nabla T_v^{n+1}) = \rho C_v [T_v^n - \Delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla T_v^n)] \quad (2.111a)$$

$$T_\Gamma = T_{sat} \quad (2.111b)$$

Le même système est résolu pour la phase liquide. Avec le calcul du champ de température, le débit de vaporisation  $\dot{m}$  à l'interface liquide-vapeur est alors donné par la relation :

$$\dot{m}^{n+1} = \frac{k_\ell \nabla T_\ell^{n+1} \cdot \mathbf{n}_\Gamma - k_v \nabla T_v^{n+1} \cdot \mathbf{n}_\Gamma}{h_{\ell \rightarrow v}} \quad (2.112)$$

Ce terme est essentiel, car il intervient dans les équations de la quantité de mouvement et de la conservation de la masse présentées dans la section 2.2.6.1. Pour calculer le saut de gradient thermique à l'interface avec une bonne précision, Tanguy et al. [119] ont montré que l'extension quadratique du champ de température est nécessaire. Ces extensions sont calculées grâce à la méthode développée par Aslam [2]. Cette méthode se base sur la résolution d'équations différentielles. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'article [2].

## 2.2.7 Résolution des équations fondamentales pour un écoulement diphasique bas Mach avec changement de phase

### 2.2.7.1 Conservation de la quantité de mouvement

Jusqu'à présent, le code DIVA a été largement utilisé pour simuler de l'ébullition avec de faibles surchauffes, ce qui ne nécessitait pas de prendre en compte la variation de masse volumique au sein de la vapeur. Toutefois, pour l'ébullition en film, ces surchauffes sont importantes. Mialhe et al. [77] développèrent une méthode permettant de coupler le solveur de la quantité de mouvement bas Mach avec le solveur GFTSB pour la vaporisation de gouttes, où il y a également des surchauffes importantes. De manière similaire au cas incompressible, le champ de vitesse est séparé en deux champs, comme défini aux équations (2.107) et (2.106). Dans notre cas, le liquide est considéré comme incompressible. Le modèle bas Mach est uniquement considéré dans la phase vapeur. Ainsi, pour l'étape de prédiction de vitesse, elle est calculée avec l'équation suivante :

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^n - \Delta t \left( (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n - \frac{\nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{LMN}^n \underline{\underline{I}})}{\rho^{n+1}} - \mathbf{g} \right) \quad (2.113)$$

où le terme  $\mathbf{u}_{LMN}^n$  est nul dans la phase liquide. Par rapport au cas d'un écoulement incompressible diphasique avec changement de phase, la résolution de l'équation de Poisson est modifiée, car elle doit intégrer le terme de saut de pression lié à la dilatation et la compression de la vapeur. Le nouveau système à résoudre est :

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla \mathbf{p}^{n+1}}{\rho^{n+1}} \right) = \begin{cases} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_\ell^*}{\Delta t} & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} > 0 \\ \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_v^* - \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1}}{\Delta t} & \text{si } \Phi_{i,j}^{n+1} < 0 \end{cases} \quad (2.114a)$$

$$\llbracket p^{n+1} \rrbracket_\Gamma = \sigma \kappa - \dot{m}^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right] + \lambda \left[ \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1} \right] \quad (2.114b)$$

Puis la nouvelle vitesse est déduite du champ de pression à l'aide de l'équation (2.110).

### 2.2.7.2 Conservation de l'énergie

Tout comme pour le modèle incompressible, la méthode de la GFTSB développée dans [38] est utilisée. Le couplage de ce solveur avec le solveur pour des écoulements bas Mach a été réalisé par Mialhe et al. [77]. Conformément à la méthode GFTSB, le champ de température est résolu une première fois pour le liquide et une seconde fois pour la vapeur avec pour condition limite la température de saturation à l'interface liquide-vapeur. Les méthodes numériques pour calculer le champ de température dans le liquide sont les mêmes que pour un écoulement incompressible. Toutefois, la vapeur étant compressible ici, l'équation de la chaleur à résoudre dans la vapeur est :

$$\rho^{n+1} C_{v,v} T_v^{n+1} - \Delta t \nabla \cdot (k_v \nabla T_v^{n+1}) = \rho^{n+1} C_v [T_v^n - \Delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla T_v^n)] - \Delta t P_\infty \nabla \cdot \mathbf{u}_{LMN}^{n+1} \quad (2.115a)$$

$$T_\Gamma = T_{sat} \quad (2.115b)$$

Par la suite, le débit de vaporisation est calculé de la même manière que décrite dans l'équation (2.112) avec les méthodes numériques présentées dans la section 2.2.6.2.

## 2.2.8 Résolution avec inclusion de frontières immergées dans un écoulement diphasique avec changement de phase

Il a été montré dans la section 2.2.3 que pour un écoulement monophasique, la méthode de Ng et al. [80] permet de fixer les conditions limites d'imperméabilité et de non-glissement à la surface du solide. La méthode a ensuite été adaptée par Lepilliez et al. [70] pour les écoulements diphasiques sans changement de phase et sans transfert de chaleur. Cette méthode permet notamment d'imposer un angle de contact lorsqu'il y a contact entre le liquide, le gaz et le solide au même endroit. Nous avons vu dans la partie 2.2.3.3 qu'il est possible dans un écoulement monophasique de pouvoir utiliser la méthode numérique des frontières immergées de Ng et al. [80] avec un solveur thermique en imposant la température à la surface et dans le solide.

Toutefois, dans le cas de l'ébullition, la condition limite en cas d'un contact entre le solide, le liquide et la vapeur n'est pas simple à implémenter. En effet, lors de l'ébullition en film, si le liquide venait à toucher la surface solide, cela générerait un grand gradient thermique entre la phase liquide et le solide. Avec les méthodes précédemment présentées, ce gradient peut fortement nuire à la stabilité numérique. De plus, d'un point de vue de la physique, le contact entre un liquide et une paroi fortement surchauffée entraînera l'entrée en ébullition de ce dernier quasi instantanément. Gérer cette ébullition n'est pas possible avec les méthodes présentées dans ce chapitre. Il serait alors nécessaire de développer de nouvelles méthodes numériques pour prendre en compte ces contacts. C'est pourquoi, dans notre cas, l'étude se restreint à l'ébullition avec des films de vapeur stables sans contact entre le liquide et le solide. Faisant cette hypothèse, notre modèle redevient équivalent à la méthode des frontières immergées pour un écoulement monophasique autour du solide, avec toutefois le couplage avec le solveur thermique qui sera validé dans la section 2.3.

## 2.2.9 Discrétisation spatiale et temporelle

### 2.2.9.1 Discrétisation temporelle

L'expression générale du pas de temps,  $\Delta t$ , permettant la stabilité du schéma numérique est donnée dans l'équation (2.116) :

$$\frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t_{conv}} + \frac{1}{\Delta t_{\sigma}} \quad (2.116)$$

Il dépend du pas de temps de convection, équation (2.117) défini comme :

$$\Delta t_{conv} = 0,5 \frac{\Delta x}{\max(|u|)} \quad (2.117)$$

Dans notre cas, le maillage est régulier et structuré,  $\Delta x = \Delta y$ . Le pas de temps dû à la tension de surface s'exprime comme :

$$\Delta t_{\sigma} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_{\ell} \Delta x^3}{\sigma}} \quad (2.118)$$

Comme le pas de temps de convection n'est pas constant, car il dépend de la vitesse dans la simulation, le pas de temps  $\Delta t$  n'est pas constant. La résolution temporelle du terme visqueux est réalisée avec un schéma temporel implicite [70]. Les équations temporelles sont résolues avec un schéma Runge-Kutta d'ordre 2 ou 3. Le pas de temps est actualisé à chaque début de boucle temporelle.

### 2.2.9.2 Discrétisation spatiale

Les termes convectifs,  $\mathbf{u} \cdot \nabla$ , sont discrétisés avec un schéma *Weighted Essentially - Non - Oscillatory* (WENO) [12]. Les autres termes sont discrétisés avec une discrétisation au second ordre selon la méthode des volumes finis. La résolution des systèmes linéaires spatiaux est réalisée via la méthode *Black-Box-MultiGrid* [28]. Les performances de ce solveur sont très bonnes pour la résolution de l'équation de Poisson de la pression, et ce, même dans des configurations avec de forts sauts de masse volumique entre le liquide et la vapeur.

Cas	$T_w$ (K)	$T_\infty$ (K)	$D$ (mm)	$Ra$
1	333,65	282,96	9,45	3514,07
2	323,16	313,44	9,45	51,92
3	333,24	313,42	9,45	1104,23
4	303,30	293,41	9,45	797,54
5	323,44	293,30	9,45	2087,42
6	333,51	293,38	9,45	2578,26
7	313,53	293,40	9,45	1501,01
8	293,83	284,39	4,8	115,38

TABLEAU 2.3 – Convection naturelle de l’air autour d’un cylindre horizontal isotherme : conditions expérimentales des expériences de Atayilmaz and Teke [3].

## 2.3 Cas test : convection naturelle

### 2.3.1 Présentation du cas de référence

La validation de la méthode des frontières immergées couplée avec le modèle bas Mach est réalisée via la modélisation de la convection naturelle de l’air autour d’un cylindre horizontal. Ce cas test se repose sur les travaux de Atayilmaz and Teke [3]. Dans cet article, les auteurs ont étudié la convection de l’air autour d’un cylindre horizontal de manière expérimentale et numérique. Les expériences ont été menées sur des cylindres de 9,45 et 4,8 mm maintenus à température constante. La température à l’infini a également été mesurée lors de ces expériences. Le tableau 2.3 présente les configurations expérimentales. Dans cette étude, les auteurs s’intéressent à l’échange de chaleur entre le cylindre et l’air une fois un régime pseudo-stationnaire atteint.

Les analyses expérimentales faites dans l’article ont permis de déduire une corrélation pour ce cas précis :

$$Nu_D = 0,954 Ra^{0,168} \quad \text{avec} \quad Nu_D = \frac{h D}{k_v} \quad (2.119)$$

Dans le cas d’un écoulement monophasique, le nombre de Rayleigh pour un gaz parfait est défini comme :

$$Ra = \frac{g (T_w - T_\infty) D^3}{\nu_f k_f T_\infty} \quad (2.120)$$

où l’indice  $f$  désigne ici le fluide considéré.

L’étude numérique menée dans l’article considère une géométrie en deux dimensions du cylindre horizontal. Les auteurs ont réalisé la simulation avec le code commercial *FLUENT*. Dans cette simulation, les auteurs considèrent le rayonnement comme négligeable et imposent en conditions limites celles données expérimentalement (voir tableau 2.3). La résolution de la quantité de mouvement est résolue avec l’algorithme SIMPLE adapté pour prendre en compte la masse volumique variable en fonction de la température.

### 2.3.2 Paramètres de la simulation avec le code DIVA

Dans le cas des simulations réalisées avec le code DIVA et le modèle bas Mach, dont les méthodes numériques ont été discutées dans la section 2.2, les propriétés de l’air sont celles de la base de donnée *CoolProp*<sup>1</sup>, qui repose sur les travaux de Lemmon et al. [69] et Lemmon and Jacobsen [68]. La simulation est réalisée sur un cylindre horizontal 2D avec les méthodes numériques présentées dans la section 2.2. Le domaine de simulation mesure 20 D de largeur et 30 D de hauteur, avec D le diamètre du cylindre. Ce domaine est volontairement large afin d’éviter les effets des conditions limites sur la physique de l’échange de chaleur à la paroi du cylindre. Le centre du cylindre est situé à 10 D bas de la zone de simulation. Ces choix sont cohérents avec de précédentes simulations de convection naturelle [62, 76]. La figure 2.5 présente la géométrie

1. <http://www.coolprop.org/>

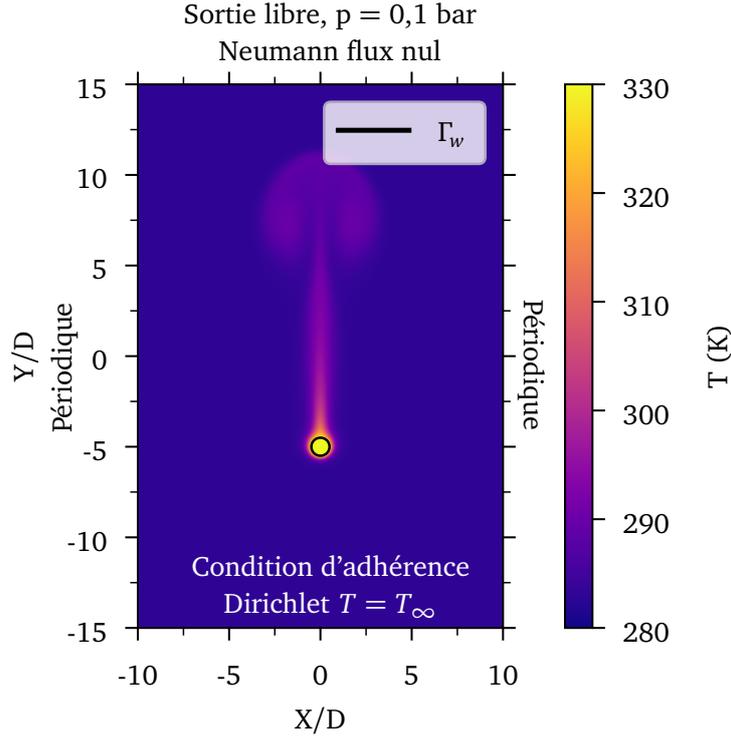


FIGURE 2.5 – Champ de température à  $t = 2,0409$  s et domaine de simulation avec les conditions limites pour la simulation de convection naturelle dans de l’air.

étudiée ainsi que les conditions limites. Ces dernières ont été imposées en cohérence avec celles proposées par Heo et al. [44] et Sebastian and Shine [103]. Des conditions limites périodiques sont appliquées sur les bords latéraux du domaine. La pression est imposée à la pression atmosphérique en haut du domaine, et le flux thermique est défini comme nul. Une condition de non-glissement est imposée sur le bas du domaine, ainsi qu’une condition de Dirichlet pour la température. Cette température est prise égale à  $T_\infty$ . La taille du domaine étant relativement grande par rapport à la géométrie et au problème de convection considéré, l’influence de la condition limite du bas du domaine de simulation est supposée comme négligeable. Ce dernier point a été vérifié pour chaque calcul. La condition initiale dans le domaine pour chaque cas est une température uniforme dans le fluide et dans le solide. Ces températures sont indiquées dans le tableau 2.3.

### 2.3.3 Convergence en espace

Afin de déterminer le maillage nécessaire pour capturer de manière précise les effets couplés de la thermique et de l’hydrodynamique, une sensibilité au maillage a été réalisée. Le cas avec le plus grand nombre de Rayleigh, et donc avec le plus de contraintes sur la taille du maillage, est choisi pour mener cette étude (cas 1 du tableau 2.3). Quatre maillages ont été testés :  $512 \times 1024$ ,  $1024 \times 2048$ ,  $2048 \times 4096$  et  $4096 \times 8192$ . Pour chacun de ces maillages, le nombre de Nusselt est comparé aux résultats avec le nombre de Nusselt obtenu avec le maillage le plus raffiné dans le but de déterminer la convergence en espace de la simulation. La convergence du nombre de Nusselt indique alors que les effets de l’aérodynamique et de la thermique sont bien résolus. Le nombre de Nusselt est calculé numériquement à partir de l’expression suivante :

$$\text{Nu}_D = \frac{1}{S_{cyl}} \frac{\iint_{\Gamma_w} -k_f \nabla T \cdot \mathbf{n}_{\Gamma_w} dS}{k_f (T_w - T_\infty) / D} \quad (2.121)$$

avec  $S_{cyl}$  la surface de la section du cylindre.

La figure 2.6 présente les résultats de simulation pour les quatre maillages évoqués précédemment. Le nombre de Nusselt se stabilise après environ 1 s. Comme il n’existe pas de modèle théorique pour ce cas précis, la solution avec le maillage le plus raffiné est définie comme solution de référence pour pouvoir

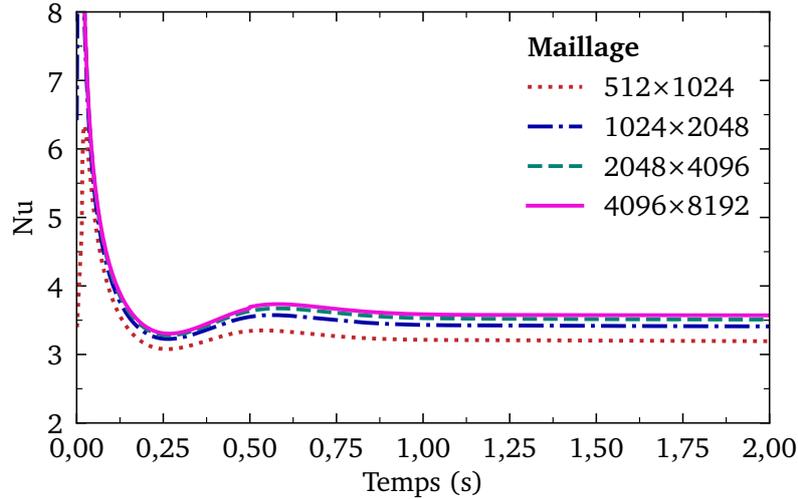


FIGURE 2.6 – Nombre de Nusselt en fonction du temps pour le cas 1 du tableau 2.3 pour différents maillages.

Taille du maillage	Nu	Erreur (%)	Ordre
512 × 1024	3,19	10,89	/
1024 × 2048	3,41	4,75	1,20
2048 × 4096	3,51	1,95	1,20
4096 × 8192	3,58	solution de référence	/

TABLEAU 2.4 – Convergence du nombre de Nusselt pour le cas 1. L’erreur est relative au résultat obtenu avec le maillage 4096 × 8192.

quantifier l’erreur de convergence. Ces erreurs sont présentées dans le tableau 2.4. Les erreurs relatives au maillage le plus raffiné vont de 10,89 % pour le moins raffiné à 1,95 % pour le plus raffiné avec un ordre de convergence de 1,2. L’ordre de convergence est défini comme :

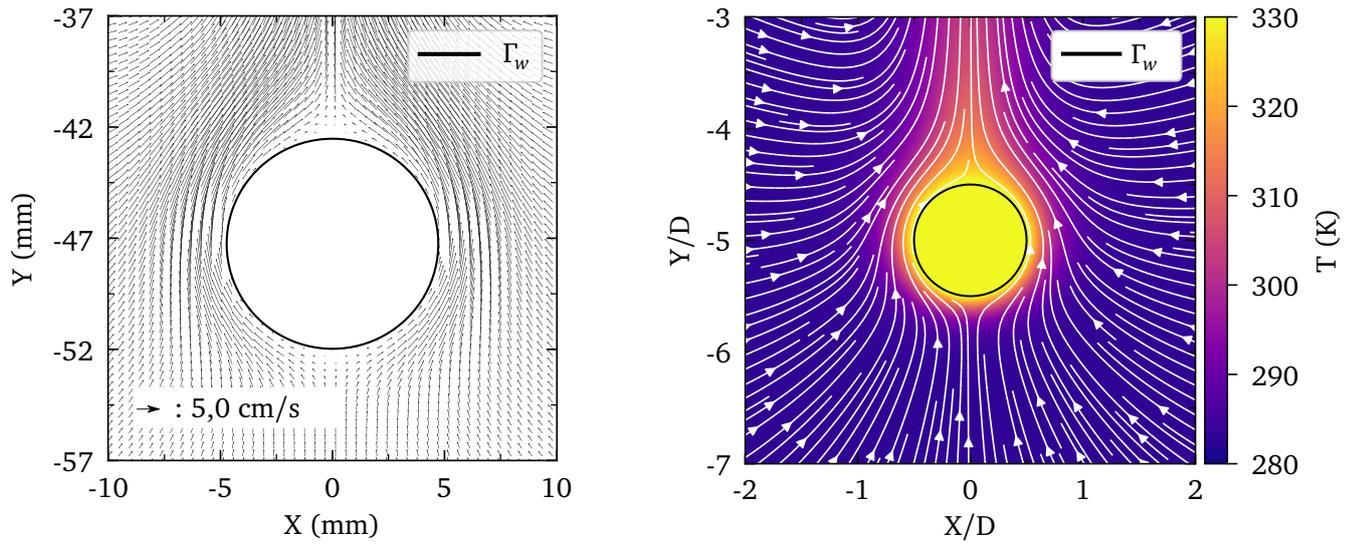
$$\text{ordre} = \frac{\ln(err_k) - \ln(err_{k+1})}{\ln(m_k) - \ln(m_{k+1})} \quad (2.122)$$

avec  $err_k$  l’erreur relative au maillage  $k$ , et  $m_k$  le nombre de mailles du maillage  $k$ . Le nombre de mailles dans le maillage augmente avec l’indice  $k$ . Le maillage de taille 2048×4096 présentant des résultats pertinents, ce maillage est considéré comme convergé en espace et en temps.

Le champ thermique obtenu à  $t = 2,0409$  s est présenté à la figure 2.5. La figure 2.7b présente ce même champ proche du cylindre ainsi que les lignes de courant. Ces lignes de courant illustrent l’écoulement en convection naturelle généré par les gradients thermiques et les gradients de masses volumiques du fluide. La couche limite peut être également visualisée. Dans ce cas, la couche limite ne présente pas de décrochage. Le champ des vecteurs vitesses est également représenté à la figure 2.7a. Ce champ a été obtenu avec le maillage 2048×4096. À la base du cylindre, un point de stagnation est observé. Puis, plus l’on remonte autour du cylindre, plus l’air accélère à cause des gradients de masse volumique. En haut du cylindre, une zone de sillage peut être observée.

### 2.3.4 Étude paramétrique

Dans l’intérêt de valider le solveur à masse volumique variable avec la méthode des frontières immergées (IBM), une étude paramétrique sur les différents cas présentée au tableau 2.3 a été menée avec un maillage de 2048×4096. Le nombre de Nusselt global pour chacun des cas est présenté sur la figure 2.8 et est comparé aux résultats de Atayilmaz and Teke [3]. Il est important de noter que les simulations réalisées par Atayilmaz and Teke [3] utilisent un domaine plus grand que celui choisi dans notre étude. Cependant, même avec un domaine plus restreint, les résultats obtenus avec le code DIVA sont en bon accord avec les



(a) Champ des vecteurs vitesse.

(b) Champ thermique et lignes de courant.

FIGURE 2.7 – Représentation du champ thermique et de la vitesse pour la convection naturelle autour d'un cylindre dans de l'air à  $t = 2,0409$  s.

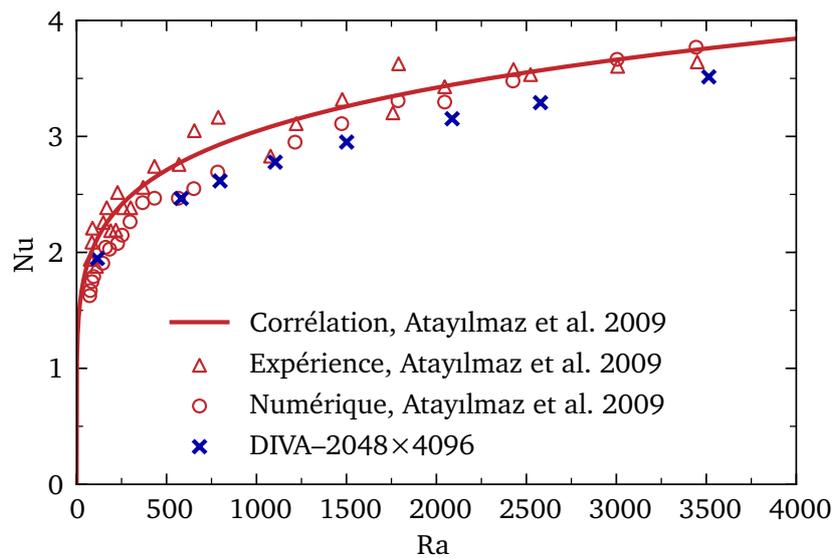


FIGURE 2.8 – Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour la convection naturelle autour d'un cylindre dans de l'air.

résultats expérimentaux et numériques de cet article. Ces résultats correspondent à  $\pm 15\%$  avec ceux donnés par la corrélation présentée à l'équation (2.119) qui est basée sur les données expérimentales.

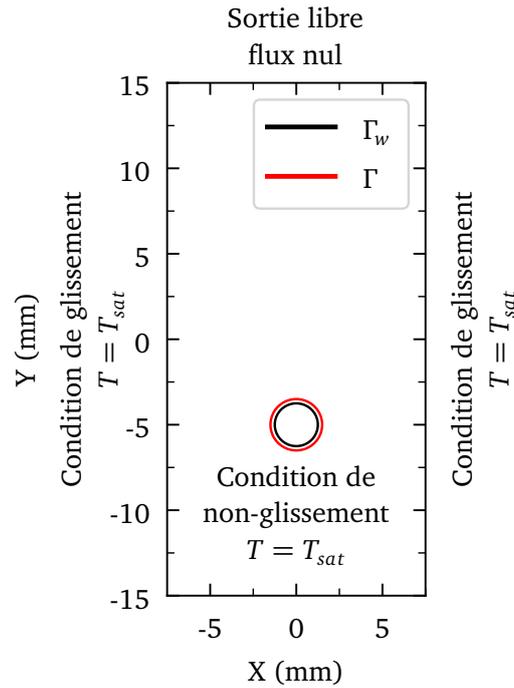


FIGURE 2.9 – Domaine de simulation et conditions limites pour la simulation de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à température de saturation.

## 2.4 Cas test : ébullition en film sans sous-refroidissement

### 2.4.1 Description du cas

Dans le but de valider le couplage entre la méthode des frontières immergées [80] avec la méthode GFTSB [38, 119] développée pour l'ébullition, il est proposé de comparer les résultats du code DIVA avec des corrélations semi-analytiques pour l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à température de saturation. Ces corrélations sont celles de Bromley [16] et Sakurai et al. [100]. Dans le modèle physique de ces corrélations, la vapeur est considérée comme incompressible. Pour être dans les mêmes considérations physiques que ces modèles, le solveur incompressible est choisi pour réaliser ce test. De plus, les auteurs de ces articles proposent un modèle avec prise en compte des échanges radiatifs et un modèle sans prise en compte de ces échanges. Comme notre modèle ne considère pas les effets radiatifs, les résultats seront comparés aux modèles de Bromley [16] et Sakurai et al. [100] sans prise en compte des échanges de chaleur radiatifs. Ces corrélations négligent également les effets d'inertie de la vapeur dans le film. Les corrélations de Bromley [16] et Sakurai et al. [100] ont été introduites respectivement à l'équation (1.3) et l'équation (1.21).

La figure 2.9 présente le domaine de simulation. Le centre du cylindre est placé à 10 mm du bas du domaine de simulation. Son diamètre est de 2 mm. Les dimensions du domaine de simulation sont  $L_x = 15$  mm et  $L_y = 30$  mm. Les conditions limites sont renseignées sur la figure 2.9. La température dans le solide est imposée constante à une température de  $T_w = 573,15$  K, soit une surchauffe de  $\Delta T_{sup} = 200$  K. Le liquide est initialisé avec une vitesse nulle et une température constante,  $T_l = T_{sat}$ . Un gradient de température constant est initialisé dans la phase vapeur. L'interface du film de vapeur est définie arbitrairement ronde, avec une épaisseur de 0,25 mm pour le début de la simulation. Le gradient thermique est constant dans le film de vapeur. Les propriétés de la vapeur et du fluide sont présentées dans le tableau 2.5. Ces propriétés sont proches de celles de l'eau, à l'exception de la masse volumique qui est prise à  $300 \text{ kg/m}^3$ . Ce choix a été motivé par le fait que, pour des grandes différences de masse volumique entre le liquide et la vapeur, les effets de flottaison qui s'appliquent à la vapeur sont plus importants. Il en résulte alors un film de vapeur plus fin qui nécessite un nombre de mailles plus élevé pour réaliser la simulation avec les méthodes employées. Afin de pouvoir réaliser nos simulations avec un nombre de mailles et un temps de calcul raisonnable, nous avons retenu cette masse volumique. Cette valeur permet toutefois de conserver un fort saut de masse volumique entre le liquide et la vapeur.

Propriétés thermophysiques			Ébullition et propriétés diphasiques	
Propriétés	Liquide	Vapeur	Propriétés	Valeurs
$k$ (W/m/K)	0,677	0,0245	$\Delta T_{sup}$ (K)	200
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	300	0,590	$h_{\ell \rightarrow v}$ (J/kg)	$2,26 \times 10^6$
$C_p$ (J/kg/K)	$4,22 \times 10^3$	$2,08 \times 10^3$	$\sigma$ (N/m)	0,0589
$\mu$ (Pa.s)	$2,82 \times 10^{-4}$	$1,22 \times 10^{-5}$	$T_{sat}$ (K)	373
Pr	1,76	1,03	$Ja_{sup}$	0,184

TABLEAU 2.5 – Propriétés thermophysiques du liquide et de la vapeur pour la simulation d'ébullition en film.

## 2.4.2 Résultats et discussion

La simulation a été réalisée pour différents maillages afin de s'assurer de la convergence en espace du modèle. Pour chaque maillage, l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps est présentée sur la figure 2.10. Comme il a été vu dans la partie 1.3.1, l'épaisseur du film de vapeur dépend de la surchauffe et également des forces de flottaison dans notre cas. Du fait du fort rapport de masse volumique entre la vapeur et le liquide choisi, le film de vapeur obtenu dans notre simulation est très fin par rapport à la dimension du cylindre horizontal, en particulier en bas du cylindre (voir figure 2.11). Ainsi, pour capturer fidèlement la physique du phénomène, le maillage doit être assez raffiné, y compris dans les zones où le film de vapeur est fin. Sur la figure 2.11 des images du champ thermique de la simulation à plusieurs instants sont présentées. La figure 2.11a et 2.11b montrent le processus de croissance de bulles sur le haut du film de vapeur. Cette bulle grossit, ce qui a pour effet de déformer le film et de créer une zone de pincement entre le milieu et le haut du cylindre juste avant son départ (figure 2.11c). À la suite de cela, la bulle de vapeur se détache et un autre cycle de croissance et de départ de bulle recommence (figure 2.11d).

Sur la figure 2.10, le nombre de Nusselt calculé par simulation est comparé aux corrélations de Bromley [16] et Sakurai et al. [100]. Ces corrélations étant établies à l'état stationnaire, elles sont représentées par une unique valeur. La simulation de l'ébullition du film permet d'apprécier des effets instationnaires. Tout d'abord, les oscillations temporelles du film induisent des oscillations du nombre de Nusselt. Ces oscillations peuvent être dues notamment aux conditions initiales, mais finissent par s'amortir avec le temps. La valeur du nombre de Nusselt augmente jusqu'à ce qu'une bulle se décroche du film de vapeur aux alentours de  $t \approx 0,25 - 0,3$  s. Les résultats des simulations avec le maillage  $2048 \times 4096$  et  $4096 \times 8192$  procurent des résultats en bon accord, spécialement vers la fin de la simulation. Le maillage  $2048 \times 4096$  semble suffisamment raffiné pour assurer une convergence en espace. Les simulations prédisent des valeurs de Nusselt légèrement plus élevées que celles prédites par Bromley [16] et Sakurai et al. [100], notamment lorsque la bulle de vapeur se décroche. Ces corrélations ne prenant pas en compte le détachement de bulles de vapeur, il est normal qu'elles ne décrivent pas l'augmentation de flux liée à ce départ.

Le champ de vitesse dans la vapeur autour du cylindre juste avant le décrochage de la bulle, à  $t = 0,27$  s, est présenté sur la figure 2.12. Ce moment est critique, car c'est à cet instant que la zone de pincement est la plus fine. La figure 2.12b présente cette zone de pincement située dans le sillage du cylindre. Les vitesses y sont très importantes, environ 2,5 m/s. Au bas du cylindre, la figure 2.12a montre le grand saut de vitesse qui existe entre la phase liquide et la phase vapeur. Ce saut de vitesse est induit par la forte contribution du débit massique de changement de phase, qui génère l'écoulement de la vapeur dans le film de vapeur. La figure 2.12c présente un profil de vitesse parabolique typique des écoulements de vapeur lors de l'ébullition en film. Ce profil parabolique découle des effets liés à la viscosité dans le film de vapeur. Pour finir, la figure 2.12d montre la norme du champ de vitesse autour du cylindre ainsi que l'emplacement des différentes figures 2.12a, b, c.

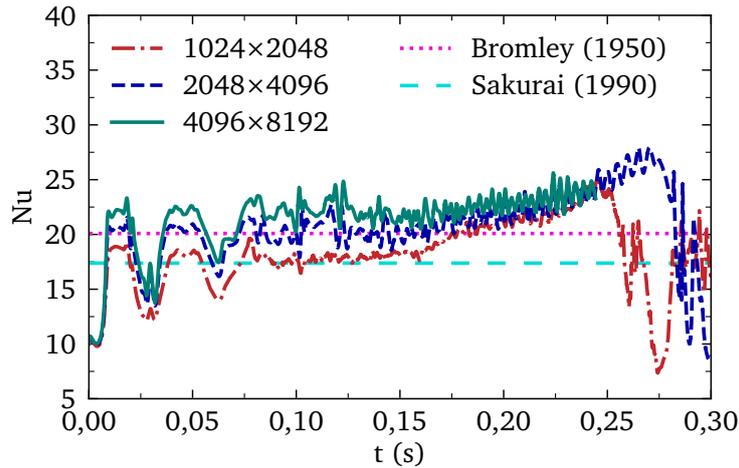


FIGURE 2.10 – Nombre de Nusselt en fonction du temps pour différents maillages dans le cas de l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à température de saturation.

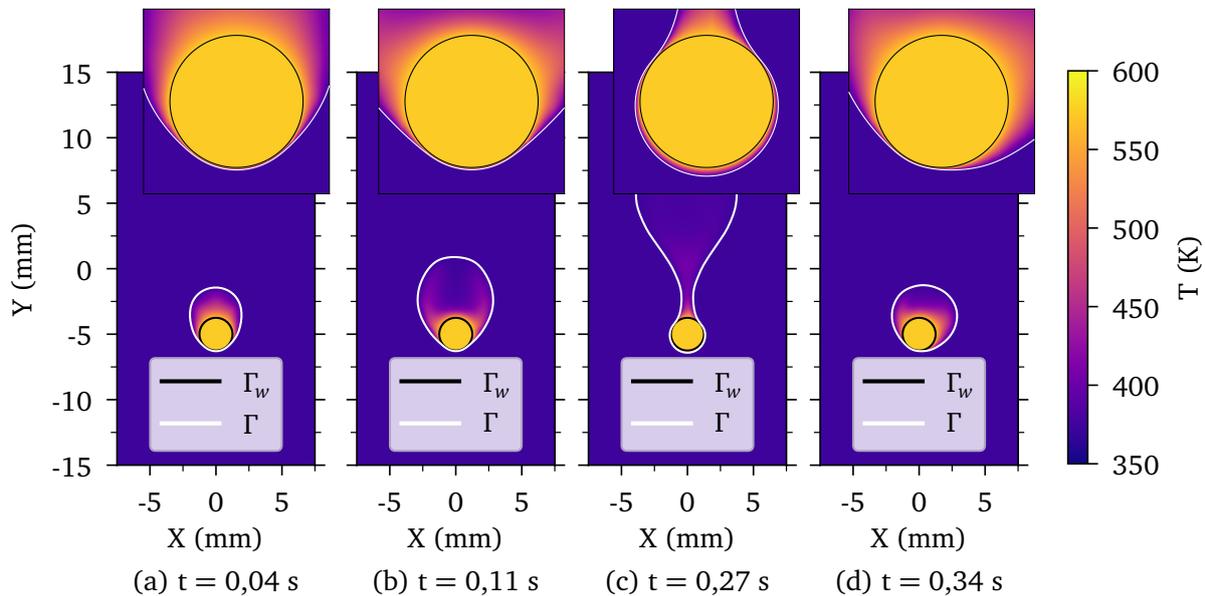


FIGURE 2.11 – Champ de température à différents instants pour l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à saturation pour un maillage de  $2048 \times 4096$  cellules.

## 2.5 Ébullition en film autour d'une sphère dans un liquide sous-refroidi

### 2.5.1 Description de l'étude paramétrique

Après avoir mené les validations présentées dans la section 2.4 pour le couplage IBM/GFTSB dans le cas de l'ébullition en film et pour le couplage IBM/LMN dans la section 2.3, les solveurs de frontières immergées (IBM), d'ébullition (GFTSB) et de masse volumique variable (LMN) peuvent être utilisés pour coupler l'ébullition en film avec de fortes surchauffes dans un liquide sous-refroidi. L'intérêt au long terme de ces simulations est de pouvoir étudier les échanges de chaleur lors de la trempe d'une pièce en acier. Dans des configurations industrielles, les tailles des pièces métalliques sont très grandes par rapport à la taille des films de vapeur. L'objet de cette étude est de fournir des éléments de compréhension sur l'écoulement et le transfert de chaleur à échelle locale lors de l'ébullition en film. L'étude se focalise sur l'ébullition en film stable d'une sphère de 1 mm de rayon plongée dans un liquide sous-refroidi. Ce choix a été fait pour que le film de vapeur ait le même ordre de grandeur que la sphère, afin de faciliter la discrétisation spatiale. L'étude paramétrique est menée autour de l'influence du nombre de Jakob de surchauffe,  $Ja_{sup}$ , et du nombre de Jakob de sous-refroidissement,  $Ja_{sub}$ . Pour faire varier ces deux nombres sans dimension, la

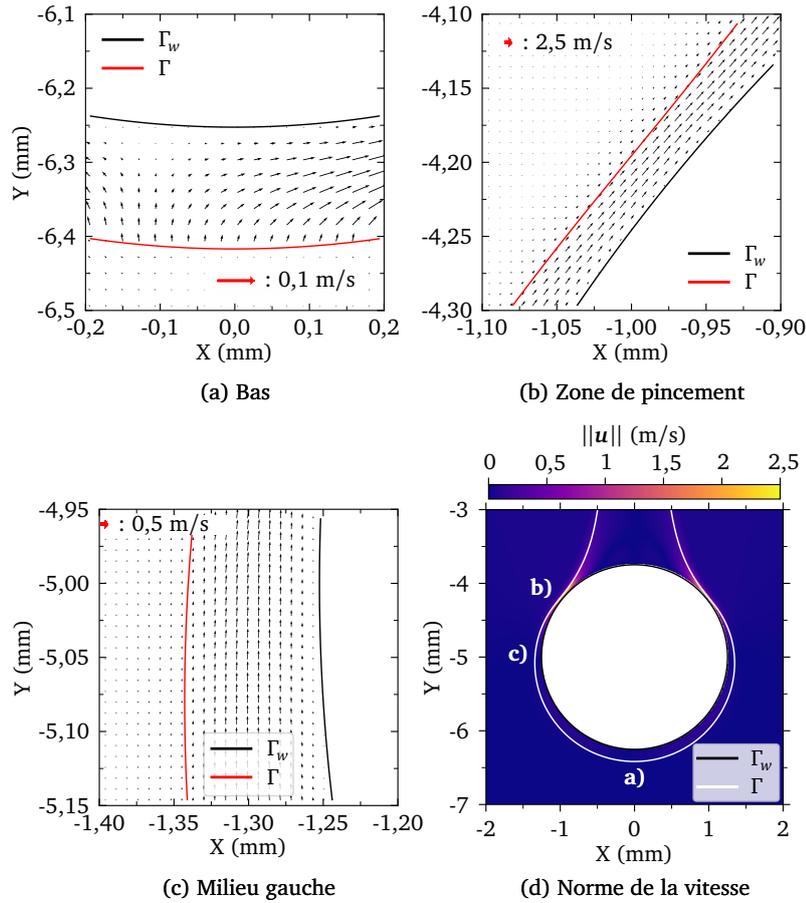


FIGURE 2.12 – Champ de vitesse à plusieurs localisations pour l'ébullition en film autour d'un cylindre horizontal dans un liquide à saturation pour un maillage de  $2048 \times 4096$  cellules. Sur l'image a) seul un vecteur sur quatre est représenté pour une meilleure lisibilité. Sur les autres images, tous les vecteurs sont représentés.

chaleur latente est modifiée pour chaque simulation. Cette dernière est comprise entre 300 000 et 1 000 000 J/kg. Ces valeurs sont plus faibles que celles de l'eau, mais restent du même ordre de grandeur que pour d'autres liquides usuellement utilisés dans des expériences d'ébullition, comme des alcools. Les propriétés du fluide sont les mêmes que celles présentées dans le tableau 2.5. Cependant, pour la masse volumique de la vapeur, comme le modèle bas Mach est utilisé, la masse volumique de la vapeur est calculée avec la loi des gaz parfaits. La surchauffe vaut  $\Delta T_{sup} = 800$  K et le sous-refroidissement est fixé à  $\Delta T_{sub} = 5$  K. Avec ces conditions, les nombres de Jakob de surchauffe,  $Ja_{sup}$ , et de sous-refroidissement,  $Ja_{sub}$ , varient respectivement de 1,51 à 5,54 et de 0,019 à 0,07. Ce choix a été fait afin de conserver un nombre de mailles raisonnable vis-à-vis des ressources de calcul disponibles. Une chaleur latente plus élevée engendre des films plus minces, ce qui aurait nécessité un nombre de cellules plus conséquent. Le domaine de simulation est le même que celui présenté à la figure 2.9, à l'exception que la condition limite à gauche est la condition d'axisymétrie, et que la température imposée sur les bords est  $T = T_{sat} - \Delta T_{sub}$ . L'étude a été menée avec un maillage de  $2048 \times 4096$ , en accord avec l'étude de convergence rapportée précédemment.

## 2.5.2 Résultats et discussion

Avec le sous-refroidissement, aucun décrochage de bulle n'est constaté, car la vapeur condense à l'interface liquide-vapeur située en haut de la sphère. Le débit de changement de phase local,  $\dot{m}$ , est présenté sur la figure 2.13. Ce champ est étendu de manière constante, mais il est évident qu'il n'a un sens qu'à l'interface liquide-vapeur. Cette extension est réalisée pour faciliter la stabilité et la précision des calculs numériques. Plus de détails à ce sujet peuvent être trouvés dans Tanguy et al. [119] et Bibal et al. [10]. Cette figure montre également la transition entre les phénomènes de vaporisation ( $\dot{m} > 0$ ) et de condensation ( $\dot{m} < 0$ ). Plus le film devient épais, plus les phénomènes de condensation l'emportent sur les phénomènes de vaporisation. L'état pseudo-stationnaire résulte donc d'un équilibre entre la vaporisation et la condensation dans ce cas. Une constatation similaire a également été faite pour la stabilisation de la taille de bulle de vapeur lors de

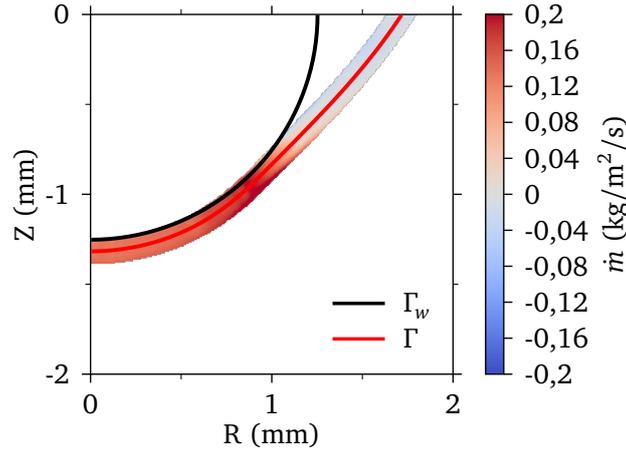


FIGURE 2.13 – Débit local de changement de phase en bas de la sphère pour  $Ja_{sup} = 1,51$ .

l'ébullition nucléée sans gravité dans [123].

La figure 2.14 présente les champs thermiques dans la vapeur et dans le liquide lorsque l'état pseudo-stationnaire est atteint pour deux nombres de Jakob de surchauffe,  $Ja_{sub} = 3,32$  et  $1,51$ . Sur les figures 2.14c et 2.14d, il peut être observé une large couche de cisaillement dans le sillage de la sphère. La forme disymétrique du film de vapeur par rapport au bas et au haut de la sphère est due aux forces de flottaison qui tendent à amincir le film en bas de la sphère et à l'épaissir en haut.

L'étude du Nusselt dans ce cas est faite lorsque l'état pseudo-stationnaire est atteint. Le nombre de Nusselt local à ce moment-là est défini localement comme :

$$Nu_{\theta} = \frac{-k_v \nabla T \cdot \mathbf{n}_{\Gamma}}{k_v (T_w - T_{sat}) / D} \Big|_{R_s, \theta \in \Gamma_w} \quad (2.123)$$

avec  $R_s$  et  $\theta$  le rayon de la sphère et la coordonnée angulaire dans un repère polaire centré sur le centre de la sphère. Les résultats sont présentés figure 2.15. Au bas de la sphère  $\theta$  vaut  $0^\circ$  et en haut de la sphère  $\theta$  vaut  $180^\circ$ . Pour des angles inférieurs à  $45^\circ$ , l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de l'angle ressemble à un plateau avec une valeur maximale atteinte entre  $40^\circ$  et  $50^\circ$ . L'emplacement angulaire de ce maximum varie avec le nombre de Jakob de surchauffe,  $Ja_{sup}$ . Les valeurs du nombre de Nusselt dans cette zone sont très importantes en comparaison avec le haut de la Sphère. Ce fort échange de chaleur résulte de la finesse du film de vapeur à cet endroit. Pour la plupart des nombres de Jakob, le maximum du nombre de Nusselt est atteint à environ  $45^\circ$  avant de décroître rapidement. Cette décroissance est toujours liée à l'épaisseur du film de vapeur qui croît rapidement à partir de cet angle. Le nombre de Nusselt tend ensuite vers un autre plateau avec des valeurs du nombre de Nusselt environ 10 fois moins importantes que celles du premier plateau. Les valeurs du nombre de Nusselt dans le sillage de la sphère semblent ne dépendre que très légèrement du nombre de Jakob de surchauffe, contrairement au bas de la sphère. Sur le même graphique, des courbes en traits pointillés sont également tracées. Ces courbes représentent la valeur du nombre de Nusselt dans une approximation où l'échange de chaleur dans le film est purement conductif. Si l'échange de chaleur est purement conductif, alors dans un état stationnaire, le gradient thermique au sein du film de vapeur est constant. Le flux thermique dans le film peut donc s'écrire localement comme :

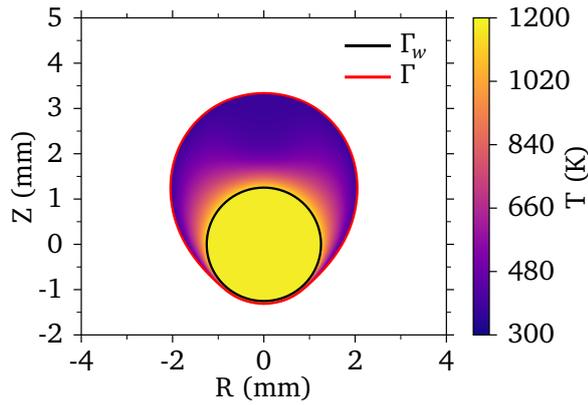
$$q_c(\theta) = k_v \frac{T_w - T_{sat}}{\delta(\theta)} \quad (2.124)$$

où  $\delta(\theta)$  est l'épaisseur du film en fonction de l'angle  $\theta$ . Cette épaisseur est définie comme la distance entre le solide et l'interface liquide-vapeur selon la direction normale du solide. Le flux purement conductif dans une sphère de diamètre  $D$  peut être exprimé par :

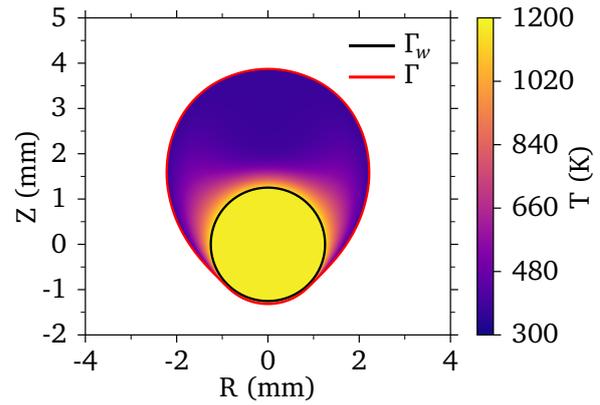
$$q_{c,D} = k_v \frac{T_w - T_{sat}}{D} \quad (2.125)$$

Le nombre de Nusselt défini dans l'hypothèse d'un transfert de chaleur purement conductif est alors exprimé, par définition du nombre de Nusselt, comme le rapport de ces deux flux :

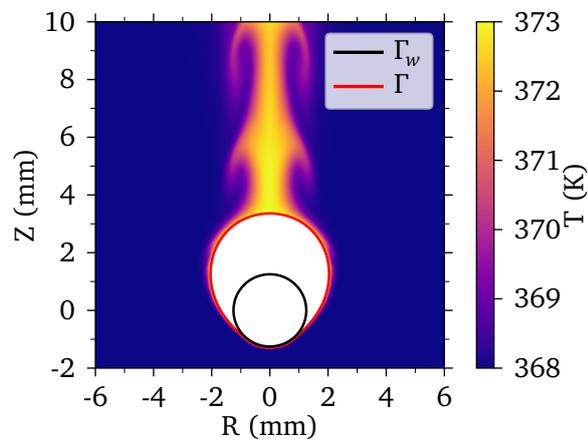
$$Nu_c = \frac{q_c(\theta)}{q_{c,D}} \equiv \frac{D}{\delta(\theta)} \quad (2.126)$$



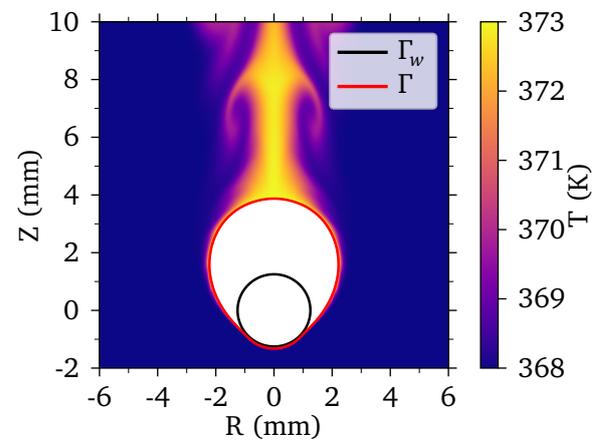
(a) Champ thermique dans la vapeur pour  $Ja_{sup} = 3,32$ .



(b) Champ thermique dans la vapeur pour  $Ja_{sup} = 1,51$ .



(c) Champ thermique dans le liquide pour  $Ja_{sup} = 3,32$ .



(d) Champ thermique dans le liquide pour  $Ja_{sup} = 1,51$ .

FIGURE 2.14 – Interface liquide-vapeur dans un régime pseudo-stationnaire et champ thermique autour de sphères soumises à de l'ébullition en film dans un milieu sous-refroidi pour des nombres de Jakob  $Ja_{sup} = 3,32$  à  $t = 0,18164$  s et  $Ja_{sup} = 1,51$ .

Le nombre de Nusselt  $Nu_c$  représente alors l'échange de chaleur en négligeant les effets d'inertie dans le film de vapeur, ce qui correspond aux hypothèses de la plupart des modèles analytiques de la littérature. Ces modèles ont été discutés dans la partie 1.3.1. La comparaison du nombre de Nusselt purement convectif  $Nu_c$  avec le nombre de Nusselt obtenu à l'aide de la simulation directe  $Nu_\theta$  permet alors de quantifier la précision des modèles d'échange de chaleur qui se basent seulement sur le flux conductif. Pour des angles inférieurs à  $90^\circ$ , les deux valeurs du Nusselt sont en bon accord. La présence d'un film peu épais à ces angles favorise le transfert conductif par rapport au transport convectif. Pour des angles supérieurs à  $90^\circ$ , des différences significatives sont observées entre les deux nombres sans dimension. En haut de la sphère, le film de vapeur est plus épais, notamment dans le sillage, ce qui favorise les transferts de chaleurs par effet convectif et notamment le développement de cellules de convection. La figure 2.16a illustre une cellule de convection dans le sillage de la sphère. À partir de  $90^\circ$ , les échanges de chaleurs convectifs ne sont plus négligeables, contrairement à des angles inférieurs. Pour le nombre de Jakob,  $Ja_{sup} = 5,54$ , le film de vapeur oscille plus que dans les autres cas. Cela tient sans doute au fait que le film de vapeur, plus épais dans ce cas, mène à des développements d'instabilité plus importants que dans les autres cas. Ces oscillations pourraient mener à un échange de chaleur plus dominé par les échanges convectifs que conductifs par rapport aux autres cas. Un plus grand écart entre les valeurs de  $Nu_\theta$  et  $Nu_c$  même pour des angles inférieurs à  $90^\circ$  est alors constaté.

Sur la figure 2.17, l'épaisseur du film,  $\delta(\theta)$  en fonction de la coordonnée angulaire est tracée pour le nombre de Jakob,  $Ja_{sup} = 1,51$ , ce qui correspond à la configuration avec le film le plus fin. L'épaisseur du film varie entre  $75$  et  $25 \mu\text{m}$  pour  $\theta$  entre  $0^\circ$  et  $\sim 45^\circ$ . La zone où le film atteint son épaisseur minimale correspond à la zone de pincement. Au-delà de cette zone, le film de vapeur s'épaissit rapidement, passant de  $25 \mu\text{m}$  pour  $\theta \sim 40^\circ$ , à  $\sim 500 \mu\text{m}$  pour  $\theta \sim 90^\circ$ , puis à  $\sim 2,7$  mm pour  $\theta = 180^\circ$ . La variation de l'épaisseur

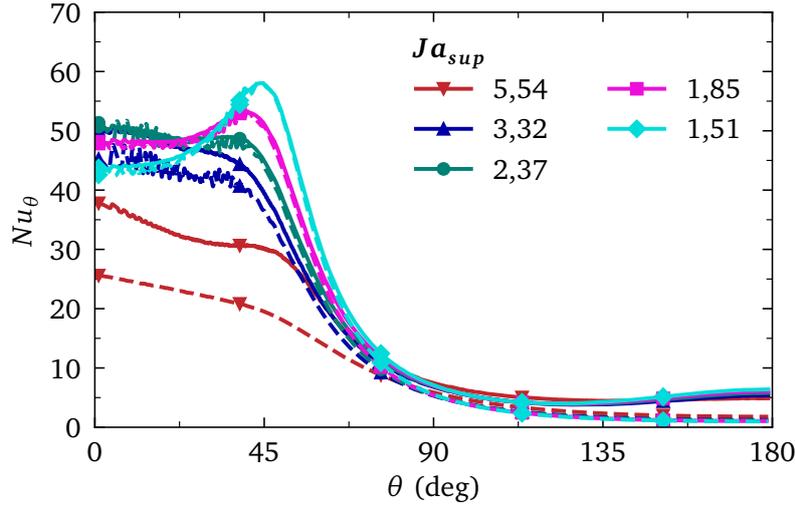
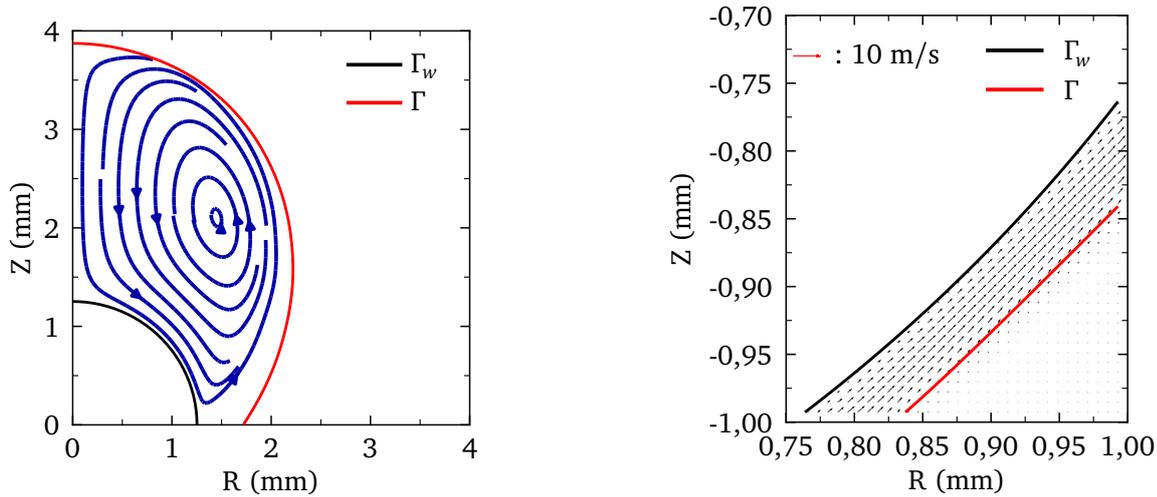


FIGURE 2.15 – Nombre de Nusselt angulaire,  $Nu_\theta$ , en fonction de la coordonnée angulaire. Les lignes en pointillés correspondent au nombre de Nusselt dans une hypothèse où l'échange de chaleur est purement conductif,  $Nu_c$  défini à l'équation (2.126). Les lignes pleines correspondent au résultat du calcul numérique direct.



(a) Lignes de courant dans le sillage de la sphère.

(b) Champ de vitesse dans la zone de pincement.

FIGURE 2.16 – Instantanés des lignes de courant en haut de la sphère et du champ de vitesse dans la zone pincée pour l'ébullition en film autour d'une sphère pour  $Ja_{sup} = 1,51$ .

du film de vapeur est importante dans cette configuration, puisque  $\delta_{max}/\delta_{min} \sim 100$ .

Le champ de vitesse dans la zone de pincement a été représenté sur figure 2.16b. Cette zone est importante, car elle est le point critique de la simulation, puisque c'est là que le film est le plus fin. Comme il peut être constaté, même à cet endroit, le film de vapeur est bien résolu grâce au maillage suffisamment raffiné, avec 8 à 10 mailles dans le film.

Comme évoqué précédemment, l'état pseudo-stationnaire résulte d'un équilibre entre vaporisation et condensation. Cet équilibre est quantifié à la figure 2.18 avec le débit de changement de phase sans dimension,  $\tilde{m}$  :

$$\tilde{m} = \frac{\dot{m} h_{\ell \rightarrow v} D}{k_v (T_w - T_{sat})} \quad (2.127)$$

À partir d'environ  $70^\circ$ , le débit de changement de phase devient insuffisant pour maintenir la vaporisation, laissant place à la condensation induite par le liquide sous-refroidi. Un autre point intéressant sur cette figure est que le débit  $\tilde{m}$  tend vers 0. Cela peut être expliqué par la formation d'une épaisse couche limite thermique au dessus de la sphère, comme observé sur les figures 2.14c et 2.14d. Cette couche limite

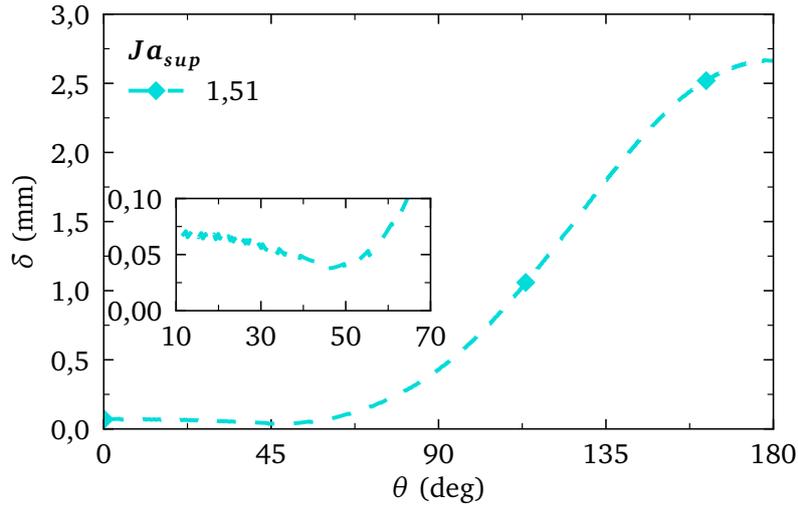


FIGURE 2.17 – Épaisseur du film de vapeur en fonction de la coordonnée angulaire pour  $Ja_{sup} = 1,51$ .

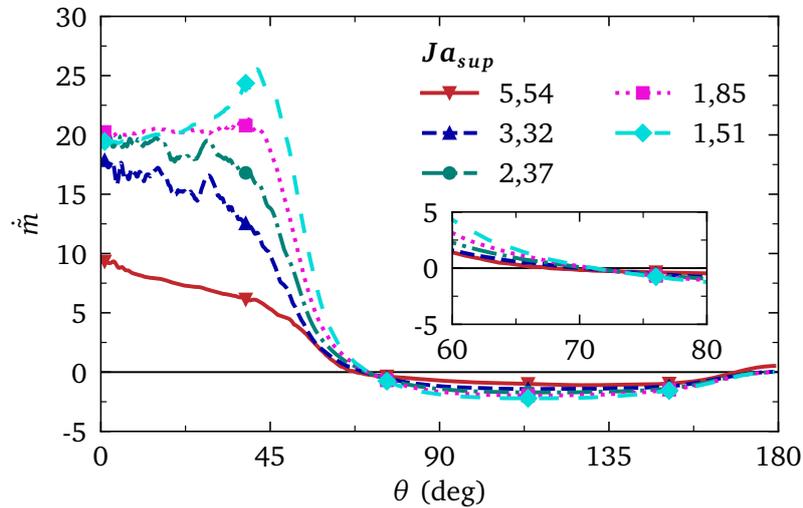


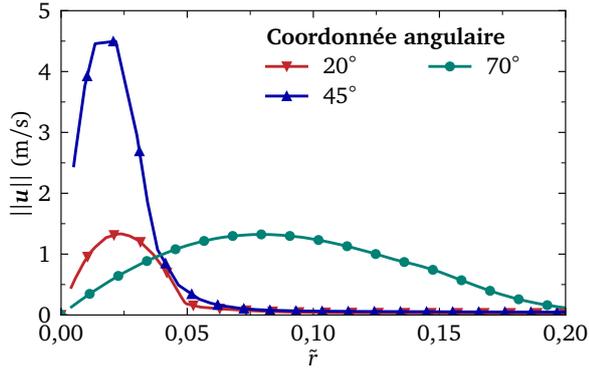
FIGURE 2.18 – Débit de changement de phase sans dimension en fonction de la coordonnée angulaire.

thermique tend à réduire les gradients thermiques côté liquide. De plus, le film étant épais à cet endroit, le gradient de température est aussi faible dans la vapeur, comme il peut être constaté dans les figures 2.14a et 2.14b. Les gradients thermiques étant faibles dans le liquide et la vapeur, le débit de changement de phase résultant est alors quasi nul. Quant au débit de changement de phase, les valeurs sont bien plus importantes dans la partie où il y a de la vaporisation (bas de la sphère) que dans la partie où il y a condensation (au dessus de  $70^\circ$ ). Cela s'explique par le fait que la condensation prend place sur une plus grande surface que la vaporisation, le film étant plus étendu en haut de la sphère qu'en bas.

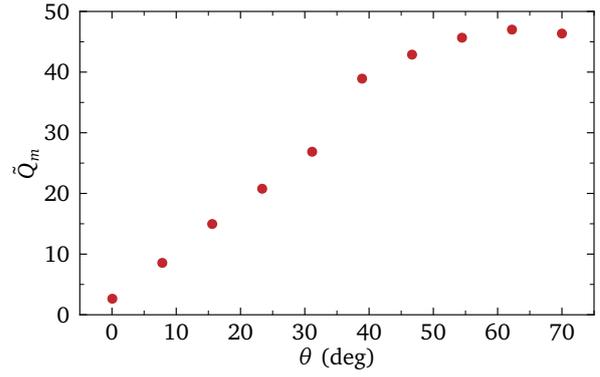
Les profils de vitesses selon l'axe radial pour différents angles,  $\theta = 20^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $70^\circ$ , sont tracés sur la figure 2.19a. Ces angles correspondent approximativement au bas de la sphère, à la zone de pincement et à la région où la condensation commence. Sur cette figure,  $\tilde{r}$  représente la coordonnée radiale sans dimension. Cette coordonnée est définie comme :

$$\tilde{r} = 2\frac{r}{D} - 1 \quad (2.128)$$

avec  $r$  la coordonnée radiale. De cette manière,  $\tilde{r}$  vaut 0 à la surface du solide. Cette figure montre un profil parabolique de la vitesse dans le film de vapeur. La vitesse maximum augmente entre  $20^\circ$  et  $40^\circ$ , juste avant la région pincée. Après la zone pincée, la vitesse maximum de chacun de ces profils diminue. Cela s'explique en partie, car la vaporisation laisse place à la condensation et que le film s'épaissit. Le débit de vapeur sans dimension  $\tilde{q}_m$  à l'état pseudo-stationnaire pour  $Ja_{sup} = 1,85$  est présenté figure 2.19b. Ce débit est défini comme :



(a) Profil de vitesse radiale.



(b) Débit massique sans dimension.

FIGURE 2.19 – Profil de vitesse radiale pour  $Ja_{sup} = 1,51$  et débit massique sans dimension pour  $Ja_{sup} = 1,85$  à l'état pseudo-stationnaire de l'ébullition en film autour d'une sphère dans un milieu sous-refroidi pour respectivement. Un point ne représente pas une maille.

$$\tilde{Q}_m = q_m \frac{h_{\ell \rightarrow v}}{k_v \Delta T_{sup} D} \quad (2.129)$$

avec  $q_m$  le débit massique de vapeur traversant la surface  $S_f$  du film de vapeur,

$$\iint_{S_f} \rho_v \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_{S_f} dS_f \quad (2.130)$$

où  $\mathbf{n}_{S_f}$  est la normal de la surface  $S_f$ . Le débit massique de vapeur augmente jusqu'à  $70^\circ$  où il tend à se stabiliser, voire à décroître légèrement.

Pour conclure cette étude, nous nous intéressons à l'évolution du nombre de Nusselt global en fonction de  $Ja_{sup}$  ainsi qu'à celle du volume sans dimension de la bulle,  $\tilde{V}_b = V_b/V_s$  avec  $V_b$  et  $V_s$  le volume respectif de la vapeur et de la sphère solide. Ces évolutions sont représentées à la figure 2.20. Comme attendu, le nombre de Nusselt décroît avec  $Ja_{sup}$  dans notre cas, la variation du nombre de Jakob est induite par la variation de la chaleur latente,  $h_{\ell \rightarrow v}$ . Une chaleur latente faible induit un film de vapeur plus épais et donc un échange de chaleur plus faible. Ce faible flux s'explique par le fait que le premier mode de transfert de chaleur dans un film de vapeur est la conduction. En effet, en régime stationnaire, plus le film est épais, plus le gradient thermique est faible. De même que pour le nombre de Nusselt, le volume adimensionnel de vapeur diminue aussi avec le nombre de Jakob, pour des raisons similaires. Cependant, pour des valeurs de  $Ja_{sup}$  plus grandes que 3, ce volume semble se stabiliser. Pour de telles conditions, la variation de la chaleur latente doit favoriser autant la vaporisation que la condensation.

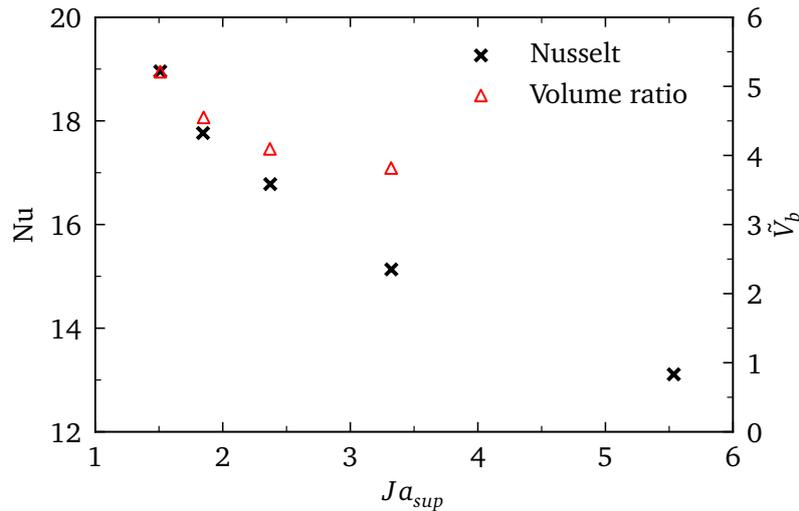


FIGURE 2.20 – Nombre de Nusselt global et volume de la vapeur sans dimension en fonction du nombre de Jakob de surchauffe pour les simulations d'ébullition en film autour d'une sphère dans un milieu sous-refroidi.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations fondamentales pour la simulation directe de l'ébullition en film autour d'un solide immergé dans un milieu sous-refroidi ont été présentées. Une méthode de couplage entre le modèle numérique des frontières immergées [80] et du modèle bas Mach [27] a été proposée et validée dans le cas de la convection naturelle autour d'un cylindre dans de l'air. La modélisation de l'ébullition en film autour d'un solide immergé a fait l'objet d'une validation grâce à ces corrélations semi-analytiques. Enfin, une étude paramétrique autour de l'influence des nombres de Jakob sur l'ébullition en film autour d'une sphère plongée dans un liquide sous-refroidi a été menée. Pour cette étude, la masse volumique de vapeur est considérée comme variant avec la température. Le domaine de simulation et les conditions limites ont été choisis précautionneusement afin de représenter fidèlement la physique de l'ébullition en film. Pour les systèmes considérés, un maillage de  $2048 \times 4096$  est suffisant pour assurer la convergence numérique. Cela permet d'avoir, même dans les zones les plus fines du film de vapeur, 8 à 10 mailles dans ce dernier. Chaque maille est de dimension  $7,3 \mu\text{m} \times 7,3 \mu\text{m}$ . L'ébullition en film, pour chaque cas, a été simulée jusqu'à ce que le système atteigne un état pseudo-stationnaire. Cet état découle d'un équilibre entre la vaporisation au bas de la sphère et la condensation du film de vapeur en haut de la sphère. Ces simulations ont révélé plusieurs aspects intéressants de l'ébullition en film. Comme attendu, le nombre de Nusselt décroît avec le nombre de Jakob de surchauffe, et donc augmente avec la chaleur latente. Il a été également vérifié que le transfert de chaleur en bas de la sphère est essentiellement conductif. Concernant le haut de la sphère, il a été montré que l'échange de chaleur est grandement influencé par les effets convectifs, notamment avec la formation de cellules de convection dans le film de vapeur en haut de la sphère. La distribution angulaire du nombre de Nusselt indique que la majorité du transfert de chaleur entre la paroi solide et la vapeur se situe en bas de la sphère. Cela s'explique par le fait qu'à cause des forces de flottaison, le film de vapeur est plus fin en bas de la sphère, ce qui entraîne un échange conductif plus intense à cet endroit. En analysant le débit de changement de phase le long du film de vapeur, nous avons pu mettre en évidence que pour des angles inférieurs à  $70^\circ$ , il y a de la vaporisation à l'interface liquide-vapeur. Pour des angles supérieurs, c'est alors la condensation qui est présente à l'interface. Ce comportement a été expliqué par le changement d'épaisseur du film entre le bas et le haut de la sphère. Le film étant fin en bas de la sphère, il en résulte un fort gradient de température dans la vapeur qui assure la vaporisation. En haut de la sphère, le film devient plus épais et le gradient de température dans le film ne permet plus de maintenir la vaporisation. Un fait très intéressant est que le débit de changement de phase tend vers 0 pour  $\theta = 180^\circ$ . Cela s'explique par la présence d'une large couche de cisaillement dans le sillage de la sphère. Ainsi, à cet endroit, le gradient de température côté liquide est faible. Comme le film de vapeur est épais, le gradient thermique dans la vapeur est également faible. Comme les gradients de part et d'autre de l'interface sont faibles, cela mène à un faible débit de changement de phase. Bien que cette étude paramétrique ait été restreinte à des objets de la taille du millimètre, elle a pu permettre la mise en évidence de phénomènes intéressants en ce qui concerne l'ébullition en film en milieu sous-refroidi. Avec les mêmes méthodes, des calculs 3D avec des

écoulements turbulents pourraient être simulés, mais cela demanderait d'importantes ressources de calcul et l'implémentation d'un maillage adaptatif pour réduire le nombre de mailles et donc les ressources de calcul. La simulation d'ébullition en film avec des frontières immergées permettra également d'étudier l'effet de l'état de surface sur les transferts de chaleur lors de l'ébullition en film, voire la stabilité de ces derniers. Toutefois, la complexité des phénomènes d'ébullition liés à la trempe ne peut pas toute être décrite par une approche de simulation directe pour le moment. Le chapitre suivant propose alors une étude expérimentale de la trempe d'acier inoxydable afin de mieux comprendre ces phénomènes.

# Chapitre 3

## Étude expérimentale de la trempe

*Ce chapitre présente une étude expérimentale des transferts de chaleur pendant une trempe réalisée au centre technique de Framatome. Le but premier est de produire des données afin de valider des codes de calcul. Pour cela, plusieurs expériences à différents sous-refroidissement sont réalisées. Le dispositif et le protocole expérimental sont présentés de manière détaillée, ainsi que l'analyse des résultats expérimentaux. Une partie du chapitre sera consacrée à la difficulté d'estimer correctement le flux de chaleur à la paroi avec le dispositif actuel.*

### Sommaire

---

<b>3.1 Dispositif expérimental</b> . . . . .	<b>70</b>
3.1.1 Bac de trempe et cylindre trempé . . . . .	70
3.1.2 Instrumentation . . . . .	71
3.1.3 Protocole expérimental . . . . .	72
3.1.4 Formalisme des résultats . . . . .	73
<b>3.2 Résultats et discussion</b> . . . . .	<b>74</b>
3.2.1 Chauffe . . . . .	74
3.2.2 Condition de trempe . . . . .	75
3.2.3 Trempe avec un sous-refroidissement de 85°C . . . . .	75
3.2.4 Trempe avec un sous-refroidissement de 60°C . . . . .	78
3.2.5 Trempe avec un sous-refroidissement de 40°C . . . . .	80
3.2.6 Comparaison du refroidissement en fonction du sous-refroidissement . . . . .	81
<b>3.3 Difficultés pour estimer correctement le flux en paroi</b> . . . . .	<b>82</b>
3.3.1 Le problème inverse de conduction . . . . .	82
3.3.2 Les biais intrinsèque des problèmes inverses de conduction . . . . .	84
3.3.3 Effet de la distance à la paroi du relevé de température sur le problème inverse de conduction . . . . .	85
3.3.4 Biais expérimentaux . . . . .	87
<b>3.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>90</b>

---

## 3.1 Dispositif expérimental

### 3.1.1 Bac de trempe et cylindre trempé

Dans le cadre de cette expérience, la trempe est réalisée sur de l'acier inoxydable SS304L. Les propriétés thermophysiques de cet alliage sont présentées dans l'annexe A. Le choix de cet acier est motivé par son utilisation répandue dans l'industrie et par l'absence de transformations de phase métallurgique durant les trempes. Lors d'une trempe, les changements de phases métallurgiques génèrent un dégagement de chaleur dans le métal. Ce dégagement rend l'étude des échanges de chaleur à l'interface métal-fluide plus complexe, car le refroidissement est alors influencé par ce dégagement de chaleur.

Dans cette expérience, ce sont les deux extrémités d'un cylindre positionné horizontalement qui sont trempées. Un schéma détaillé du montage est présenté dans la figure 3.1 (vue latérale) et dans la figure 3.2 (vue du dessus). Comme chaque extrémité du cylindre est trempée, le montage est symétrique. La face latérale du cylindre, qui n'est pas trempée, est recouverte de calorifuge pour l'isoler thermiquement de l'air. Les dimensions du cylindre sont  $L/D \approx 6,25$  où  $L$  est la longueur du cylindre et  $D$  le diamètre. Le matériau du calorifuge est la laine minérale *Superwool*<sup>®</sup>. Le rapport entre l'épaisseur du calorifuge et le diamètre du cylindre est de 1,875.

Le cylindre est solidarisé au centre d'un support de fixation représenté en rouge sur la figure 3.1 via une fixation étanche. Ce support de fixation est une plaque en acier inoxydable d'épaisseur  $e_s \approx 0,01 D$  et de longueur  $L_s \approx L$ . Ainsi, un côté de ce support sera en contact avec l'air et le calorifuge, et l'autre côté sera en contact avec l'eau durant la trempe. Les fixations étanches localisées du côté trempé ont été limées pour garantir une surface plane. Les dimensions de ce support ont été choisies pour minimiser les effets d'ailette et d'inertie engendrés par sa présence. Ce support est ensuite fixé aux parois du bac de trempe à l'aide d'un cadre de fixation et de vis, voir figure 3.1. Ce cadre de fixation a une épaisseur  $e_c \approx 0,01 L$ . La longueur extérieure du cadre est de  $L_{c,ext} \approx 6,25 D$  et la longueur intérieure de  $L_{c,int} \approx 5,25 D$ . Avec ce montage, le rapport entre la distance du centre du cylindre au fond du bac et le diamètre du cylindre est d'environ 5,1.

Le bac est composé d'acier inoxydable d'épaisseur  $e_b \approx 0,01 L$ . Le rapport entre la hauteur du bac et le diamètre du cylindre,  $H_b/D$ , vaut 12,5. La largeur du bac,  $\ell_b$ , vaut 0,8  $L$ , et la longueur  $L_b$  vaut 1,28  $L$ . Le rapport entre la profondeur du bac et la longueur du cylindre,  $P_b/L$ , vaut 1,38. Le rapport total du volume du bac sur le volume du cylindre est de 244. Ce volume d'eau a été choisi pour pouvoir accueillir une quantité d'eau suffisante permettant de limiter l'échauffement de celle-ci lors de la trempe.

Une arrivée d'eau est placée sur le plan de symétrie du montage, voir figure 3.2. Cette arrivée d'eau est positionnée à un niveau inférieur au support de fixation de manière à ce que, pendant l'expérience, l'eau monte progressivement du bas vers le haut du bac afin de reproduire l'immersion progressive de la pièce pendant la trempe. L'eau est initialement contenue dans un réservoir placé en hauteur. L'injection d'eau se fait par l'ouverture d'une vanne. La vitesse de montée de l'eau est mesurée pour chaque expérience. Si l'eau doit être chauffée avant l'expérience, un ballon d'eau chaude est utilisé pour la chauffer avant de la transférer dans le réservoir.

Des éléments chauffants sont placés tout autour du cylindre pour fixer la température initiale désirée avant le début de la trempe. La puissance de chaque élément chauffant est régulée via un thermocouple et un régulateur Proportionnel, Intégral, Dérivé (PID). L'emplacement des thermocouples de régulation sera abordé dans la section 3.1.2. Dans l'expérience, trois éléments chauffants sont utilisés. Durant la chauffe, des calorifuges sont placés aux extrémités du cylindre et recouvrent ces extrémités ainsi que le support de fixation. Ces calorifuges ont la même épaisseur que le calorifuge placé sur la partie latérale du cylindre. L'élément chauffant central chauffe la partie centrale du cylindre et est régulé par un thermocouple placé au centre. Deux autres éléments chauffants sont placés à chaque extrémité du cylindre. Sur la figure 3.1, l'un de ces deux éléments est représenté. Ces éléments sont plus petits que l'élément chauffant central, mais permettent de compenser les pertes thermiques dues à l'effet ailette du support de fixation et aux pertes liées à l'isolation imparfaite aux extrémités du cylindre. Ces éléments chauffants sont régulés avec un thermocouple placé à l'extrémité du cylindre. Sans ces éléments chauffants, le profil de température initial présenterait un gradient thermique important aux extrémités du cylindre. Ce choix de montage a notamment été motivé pour éviter toute manutention entre une enceinte de chauffe qui serait séparée du bac de trempe, afin de mieux maîtriser les conditions initiales pour la trempe. La contrepartie de ce montage est qu'il rend la chauffe plus difficile à maîtriser.

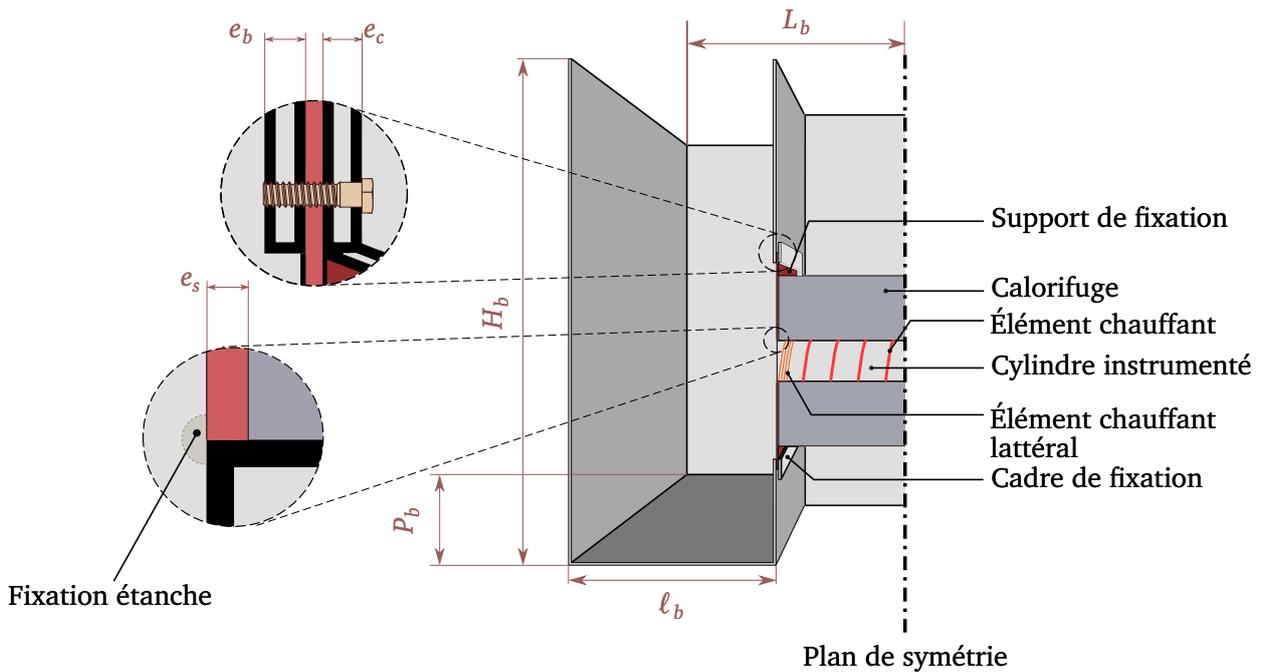


FIGURE 3.1 – Vue latérale du dispositif expérimental pour la trempe d’acier inoxydable dans de l’eau.

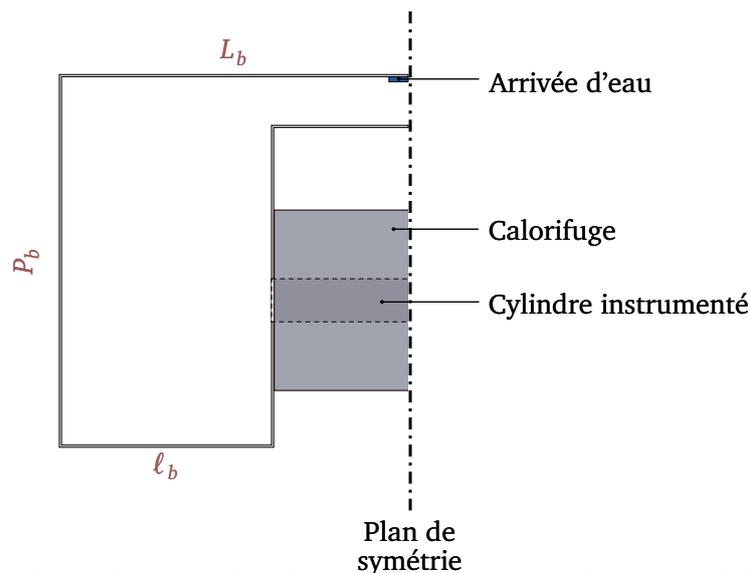


FIGURE 3.2 – Vue du dessus du dispositif expérimental pour la trempe d’acier inoxydable dans de l’eau.

### 3.1.2 Instrumentation

Le cylindre est instrumenté de thermocouples de type N de diamètre 1 mm. Pour un tel diamètre, le temps de réponse intrinsèque du thermocouple est de 150 ms selon le fournisseur<sup>1</sup> (TC, Ltd). L’emplacement des thermocouples est présenté à la figure 3.3. Tous les perçages sont réalisés à une profondeur de  $0,19 D$ . Les thermocouples sont introduits dans des trous de 1,1 mm de diamètre. Ils sont enduits de pâte thermique afin de favoriser le contact thermique entre le thermocouple et le métal. Sur la figure 3.3a, l’espace entre chaque thermocouple de la même ligne est de  $0,25 D$  sauf pour les thermocouples numéros 1 et 54 qui sont à  $0,1875 D$  des thermocouples numérotés respectivement 9 et 52. Les coupes AA et DD sont à  $0,0625 D$  de la paroi trempée et les coupes BB et CC sont placées à  $0,125 D$  de la paroi. Les thermocouples dans les coupes AA, BB, CC et DD sont les plus importants pour l’étude de la trempe. Placés proches de la paroi, ils seront plus sensibles aux phénomènes de trempe que les thermocouples placés en profondeur. De plus, leur localisation à différentes altitudes permettra de quantifier l’effet de l’immersion sur la trempe. Ces

1. Pour évaluer ce temps, le thermocouple est placé dans de l’air à  $20^\circ\text{C}$  puis plongé dans de l’eau bouillante. Le temps de réponse correspond à la durée nécessaire pour que la valeur indiquée par le thermocouple atteigne 63,2 % de la température de l’eau.

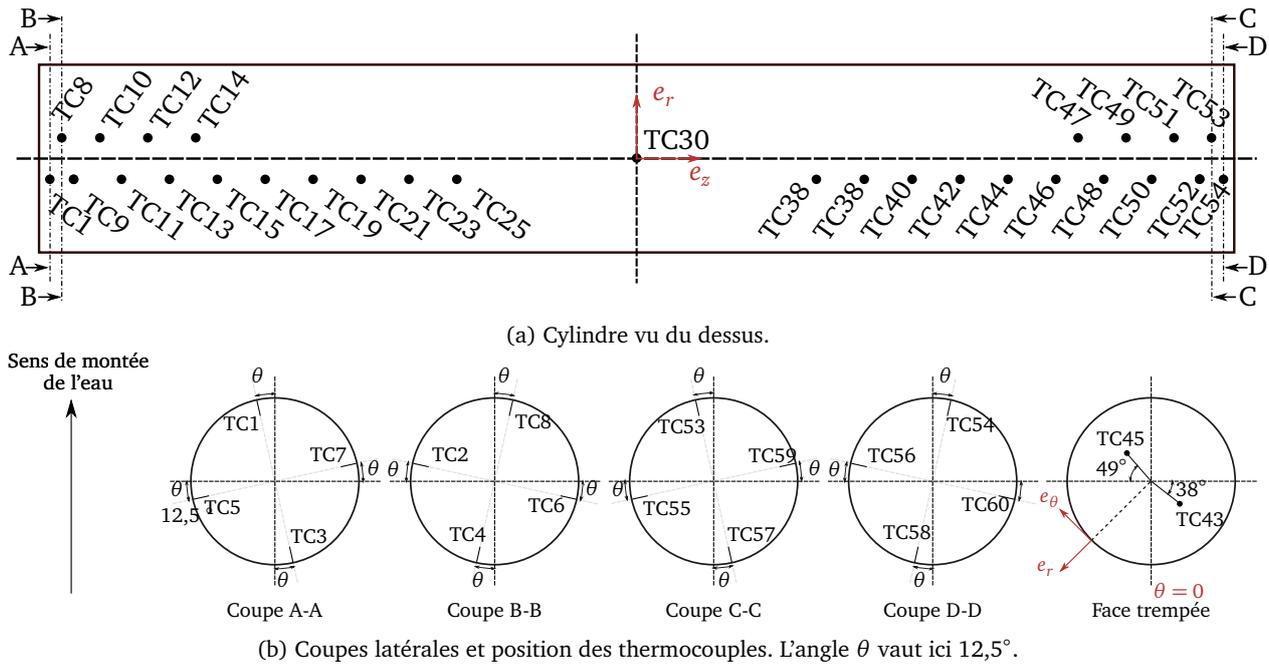


FIGURE 3.3 – Instrumentation du cylindre.

thermocouples et les thermocouples placés plus en profondeur serviront à valider des modèles numériques de simulation de trempe.

L'ensemble des thermocouples est relié à un système d'acquisition. L'incertitude élargie globale liée à la mesure (incertitude des thermocouples et incertitude de la centrale d'acquisition) est au maximum de  $2^\circ\text{C}$  sur les plages de températures considérées dans cette expérience. Pendant la phase de chauffe, la fréquence d'enregistrement du signal est de 2 Hz. Peu de temps avant le début de la trempe, la fréquence d'enregistrement passe à 30 Hz, afin de capter au mieux le refroidissement rapide lié à la trempe. Durant toute la durée de l'expérience, un thermocouple est placé proche du bord du bac de trempe afin de mesurer la température de l'eau. Un autre thermocouple est placé à côté du bac de trempe pour mesurer la température de l'air. Enfin, sur chaque face trempée, deux thermocouples sont soudés directement sur la face trempée.

On définit un repère cylindrique  $(r, \theta, z)$  où  $r$  est la coordonnée radiale,  $\theta$  est la coordonnée angulaire qui vaut  $0^\circ$  en bas du cylindre et évolue dans le sens trigonométrique, et  $z$  la coordonnée longitudinale. Le centre du repère est positionné au centre du cylindre. Le repère cylindrique est représenté sur la figure 3.3. Du côté gauche, relativement à la figure 3.3a, le thermocouple n° 45 est soudé sur la face trempée à  $0,22 D$  du centre avec un angle de  $49^\circ$  par rapport à l'horizontale. Cet angle est représenté sur le schéma. Le thermocouple n° 43 est placé à  $0,22 D$  du centre avec un angle de  $38^\circ$  par rapport à l'horizontale. L'angle est représenté sur le schéma. Le même montage est réalisé symétriquement pour les thermocouples n° 16 et n° 18. Ces thermocouples ont pour but de synchroniser les expériences entre elles et de déterminer la vitesse de remplissage en eau du bac. Deux thermocouples sont soudés sur la face du cylindre en contact avec le calorifuge au niveau des thermocouples n° 30 et n° 51. Ces deux thermocouples servent à réguler les éléments chauffants. À l'extrémité gauche du cylindre, c'est le thermocouple n° 1 qui sert à la régulation de la puissance des éléments chauffants.

### 3.1.3 Protocole expérimental

Avant chaque expérience de trempe, le cylindre doit être chauffé à une température initiale notée  $T_0$ . À ce moment de l'expérience, les calorifuges latéraux sont placés sur la face du cylindre et sur tout le support de fixation afin de limiter les échanges par convection naturelle et rayonnement entre le métal chauffé et l'environnement. Ces calorifuges sont maintenus en place via des supports en métal. La chauffe se fait de manière progressive en suivant une consigne de température. Avant l'expérience de trempe, la pièce est maintenue quelques heures à la température  $T_0$  afin de stabiliser et d'homogénéiser la température dans tout le cylindre. Pendant toute cette phase, la fréquence d'acquisition est de 2 Hz.

Pour le premier essai, le cylindre a été refroidi dans l'air pour étudier le refroidissement en air, qui est également utilisé dans les traitements thermiques des métaux. Cependant, cette étude ne sera pas présentée



FIGURE 3.4 – Vue de face de l’immersion de la face trempée droite pendant l’expérience de trempe pour l’expérience avec un sous-refroidissement de 60 °C pour la première répétition.

dans ce manuscrit. Il reste néanmoins important de préciser cela, car à la fin de ce refroidissement en air, une forte couche d’oxyde s’est formée sur tout le métal. Les essais de trempe sont donc réalisés sur une surface d’acier inoxydable fortement oxydée. Dans le cadre des essais de trempe, une fois la chauffe terminée, la fréquence d’acquisition est définie à 30 Hz. Les calorifuges sur les faces latérales sont retirés manuellement et la vanne est ouverte afin de commencer le remplissage du bac de trempe avec de l’eau. Ces opérations sont menées de sorte qu’elles soient les plus identiques possibles d’une expérience à l’autre. La vitesse d’injection de l’eau est telle que la surface libre de l’eau a une forme chaotique. Des photos de l’immersion de la face trempée à différents instants sont présentées sur la figure 3.4. Sur cette figure, le rond rouge est la paroi du cylindre qui est trempée. Le rougeolement est dû au rayonnement. La plaque d’acier autour est le support de fixation. Ainsi, avant le début de la trempe, la pièce reste quelques secondes dans l’air. L’eau monte progressivement jusqu’à ce que le rapport entre le volume d’eau et le volume du cylindre atteigne 182. Ce rapport est choisi afin de limiter l’échauffement de l’eau liquide lors de la trempe. À ce moment, la vanne est fermée pour arrêter le remplissage du bac. La pièce est alors trempée pendant plusieurs heures jusqu’à ce que le cœur de la pièce soit refroidi. Les expériences ont été réalisées pour trois sous-refroidissements différents : 85°C, 60°C et 40°C. Chaque expérience a été répétée trois fois afin d’étudier leur reproductibilité.

### 3.1.4 Formalisme des résultats

Afin de comparer les résultats entre les expériences, tous les résultats sont présentés sous une forme adimensionnelle. La température est mise sous forme sans dimension de la manière suivante :

$$\Theta = \frac{T - T_{sat}}{T_0 - T_{sat}} \quad (3.1)$$

où  $T$  est la température,  $T_0$  la température initiale du cylindre, et  $T_{sat}$  la température de saturation de l’eau à pression atmosphérique. Le temps sans dimension est défini selon plusieurs paramètres. L’instant initial est défini 60 s avant que le thermocouple n° 43 soit recouvert par l’eau. Cela permet d’apprécier la phase où les extrémités du cylindre sont dans l’air et le début de la trempe. La position du thermocouple n° 43 est précisée sur la figure 3.3b. L’instant où le thermocouple n° 43 est recouvert d’eau est facilement identifiable, car la température du thermocouple chute brutalement à ce moment. On note  $t_{deb}$  cet instant. Le temps sans dimension est alors défini comme :

$$\tilde{t} = \frac{t - (t_{deb} - 60)}{t_{max}} \quad (3.2)$$

où  $t$  est le temps relevé pendant l’expérience en secondes, et  $t_{max} = t_{sat} - t_{deb}$ , la durée maximale sur toutes les expériences pour que le thermocouple n° 43 atteigne la température de saturation.  $t_{sat}$  représente ici le temps où le thermocouple n° 43 atteint la température de saturation.

Lorsqu’une trempe est réalisée, une donnée importante est également la vitesse de refroidissement. Elle est définie comme l’opposé de la dérivée temporelle de la température. Dans notre cas sans dimension, cette vitesse est définie comme :

$$\frac{d\Theta}{d\tilde{t}} = - \frac{t_{max}}{T_0 - T_{sat}} \frac{dT}{dt} \quad (3.3)$$

L’évolution de cette vitesse de refroidissement en fonction de la température permet notamment de déterminer quelle phase métallurgique sera formée, dans le cas d’aciers qui font des changements de phase métallurgiques lors de la trempe.

## 3.2 Résultats et discussion

### 3.2.1 Chauffe

Pour chaque expérience, la phase de chauffe dure environ 20 heures. Cette longue chauffe entraîne une oxydation de la surface trempée. À la fin de chaque chauffe, le profil de température est relevé afin de vérifier qu'il est identique aux autres expériences. Le profil de température est mesuré à 60 s,  $\tilde{t} = 0$ , avant la trempe, moment où les calorifuges latéraux utilisés lors de la chauffe sont encore présents. Le profil de température pour chaque sous-refroidissement et pour chaque expérience est présenté à la figure 3.5. Sur ces figures, chaque symbole correspond à la température mesurée par un thermocouple. Les traits sont ajoutés pour mieux apprécier la tendance du profil de température.

Pour l'expérience avec un sous-refroidissement de 85°C, le profil de température est légèrement différent entre l'expérience 1 et les deux autres. Cela s'explique par le remplacement d'un élément chauffant entre l'expérience 1 et les suivantes. La pose des éléments chauffants étant légèrement différente, cela engendre une légère différence entre les profils de température. L'effet de cette différence de température initiale sur la cinétique de trempe sera discuté dans la section 3.2.2. Cette figure montre également que le montage n'est pas symétrique, la température à  $z/L = -1,0$  étant plus élevée que celle à  $z/L = 1,0$ . Cette asymétrie s'explique par le positionnement non symétrique des éléments chauffants et le placement des thermocouples de régulation : pour le côté droit, le thermocouple est soudé sur la surface du cylindre en contact avec le calorifuge, tandis que pour le côté gauche, il est placé dans la masse du cylindre.

Sur la figure 3.5b, pour un sous-refroidissement de 60°C, cette asymétrie est également constatée, mais les profils de température pour les trois expériences sont quasi-identiques. Concernant l'expérience avec un sous-refroidissement de 40°C, l'expérience numéro trois présente un profil initial différent (figure 3.5b). Cela est dû à la rupture d'un élément chauffant juste avant l'expérience. En conséquence, pour cette expérience, seules les deux premières répétitions seront prises en compte dans l'analyse des résultats. La figure 3.5d présente les profils de température initiaux pour ces deux expériences. Les profils de température sont similaires, bien que la différence de température soit plus marquée que dans les expériences avec un sous-refroidissement de 85°C et 60°C. En absolu, la différence de températures entre ces deux expériences n'excède pas 10°C.

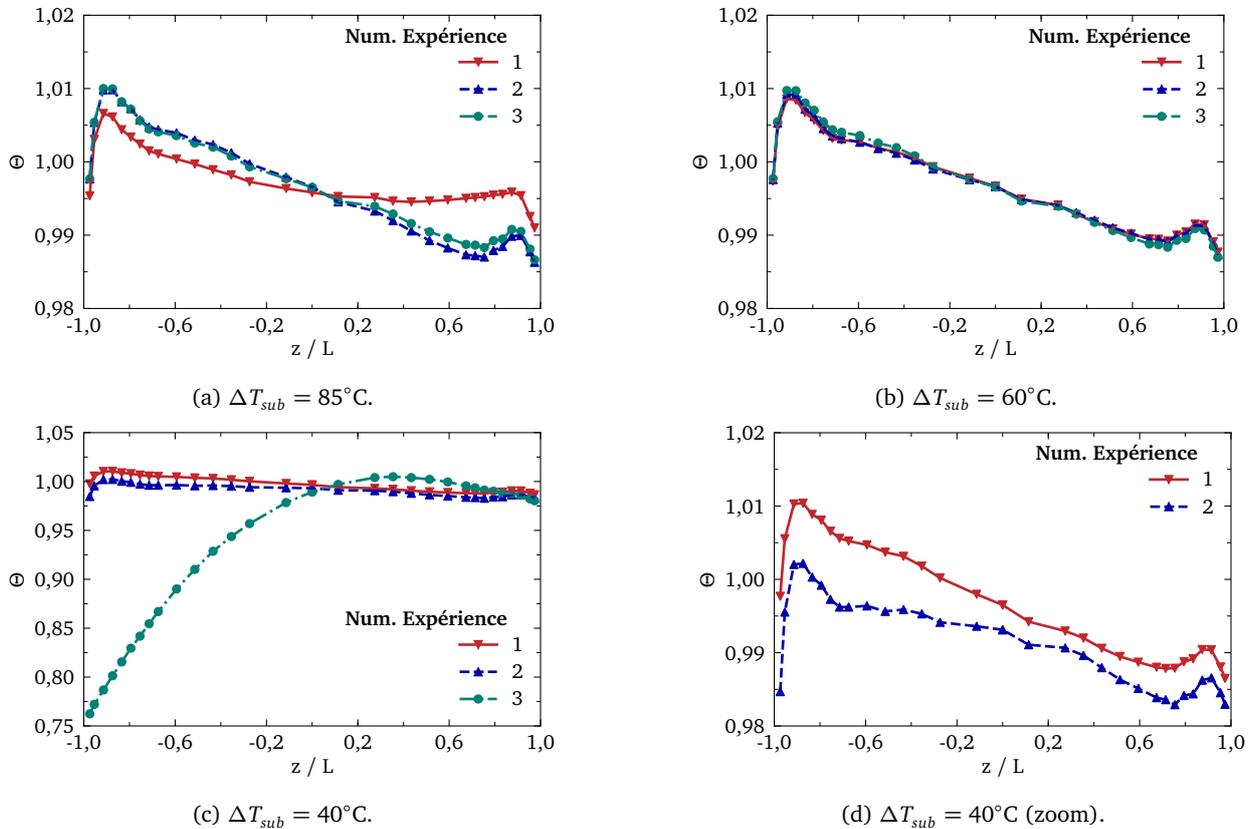


FIGURE 3.5 – Profil de température 60 s avant la trempe.

Numéro d'expérience	$\Delta T_{sub}$ voulu ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\Delta T_{sub}$ effectif ( $^{\circ}\text{C}$ )	Vitesse de remplissage sans dimension
1	85	84,3	2303 $t_{max}/D$
2	85	84,4	2093 $t_{max}/D$
3	85	80,7	3000 $t_{max}/D$
1	60	61,8	1814 $t_{max}/D$
2	60	60,1	2233 $t_{max}/D$
3	60	57,7	2023 $t_{max}/D$
1	40	37,2	3419 $t_{max}/D$
2	40	37,2	2442 $t_{max}/D$
3	40	41,7	1465 $t_{max}/D$

TABLEAU 3.1 – Sous-refroidissement effectif et vitesse de remplissage du bac pour chaque expérience.

### 3.2.2 Condition de trempé

Pour chaque expérience, la température effective de l'eau et la vitesse de remplissage du bac ont été relevées. La vitesse de remplissage est définie correspond à la vitesse de montée de la surface libre de l'eau dans le bac. Toutes ces données sont présentées dans le tableau 3.1. Pour l'expérience avec un sous-refroidissement voulu de  $85^{\circ}\text{C}$ , un sous-refroidissement effectif de  $83,1^{\circ}\text{C} \pm 1,7^{\circ}\text{C}$  sera retenu ; pour le sous-refroidissement voulu de  $60^{\circ}\text{C}$ , un sous-refroidissement effectif de  $59,9^{\circ}\text{C} \pm 1,7^{\circ}\text{C}$  sera retenu ; et pour le sous-refroidissement voulu de  $40^{\circ}\text{C}$ , un sous-refroidissement effectif de  $38,7^{\circ}\text{C} \pm 0,02^{\circ}\text{C}$  sera retenu. De manière similaire, la vitesse de remplissage pour chaque refroidissement sera respectivement de  $2512 t_{max}/D \pm 349 t_{max}/D$ ,  $2023 t_{max}/D \pm 209 t_{max}/D$  et  $2931 t_{max}/D \pm 488 t_{max}/D$ . Conformément aux raisons évoquées dans la section 3.2.1 concernant la chauffe, l'expérience 3 avec un sous-refroidissement voulu de  $40^{\circ}\text{C}$  n'est pas prise en compte dans l'établissement de ces valeurs moyennes. Dans la suite, afin de conserver plus de clarté, les sous-refroidissements pour chaque expérience seront les sous-refroidissements voulus et non les sous-refroidissements effectifs.

### 3.2.3 Trempe avec un sous-refroidissement de $85^{\circ}\text{C}$

Afin de vérifier la répétabilité des expériences, les thermogrammes des thermocouples placés dans la coupe AA sont présentés à la figure 3.6. Malgré la légère différence de profil de température initiale, les courbes de refroidissement sont similaires pour les trois essais, à l'exception du thermocouple n° 3 qui présente une différence plus accentuée en fin de transitoire pour l'expérience n° 1. Les thermogrammes des thermocouples de la coupe DD sont présentés dans l'annexe B à la figure B.2. Les conclusions sont similaires à celles faites pour les thermogrammes issus de la coupe AA.

Comme les trois expériences sont répétables, pour chaque point de mesure, l'évolution des températures est moyennée. Les thermogrammes moyennés avec leur écart-type sont présentés à la figure 3.7. Comme attendu, le thermocouple n° 3 situé en bas refroidit en premier, suivi du thermocouple n° 5, n° 1 puis le n° 7. Il est intéressant de noter que la température relevée au niveau du thermocouple n° 1 a une plus grande dispersion entre les différents essais que les autres thermocouples. Lors de la trempé, le thermocouple n° 3 se refroidit très rapidement et ne présente pas de rupture de pente. En revanche, le thermocouple n° 7, positionné plus haut, semble se refroidir moins vite.

Une analyse similaire peut être menée sur les thermocouples dans la coupe DD. Les thermogrammes moyennés pour les thermocouples appartenant à cette coupe sont présentés à la figure 3.7b. Les mêmes commentaires peuvent être réalisés par rapport au thermogramme des thermocouples de la coupe AA. Cependant, ici, le thermocouple n° 54, qui est placé le plus haut, présente une rupture de pente lors du refroidissement, ce qui peut indiquer un éventuel changement de régime. Sans données visuelles, il est difficile de conclure quant à l'existence d'un film ou d'une poche de vapeur au niveau du thermocouple n° 54. Toutefois, il est possible que l'eau liquide soit plus chaude en haut de la surface trempée qu'en bas, ce qui pourrait favoriser l'apparition de poches de vapeur.

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1, l'un des aspects importants de la trempé est le changement

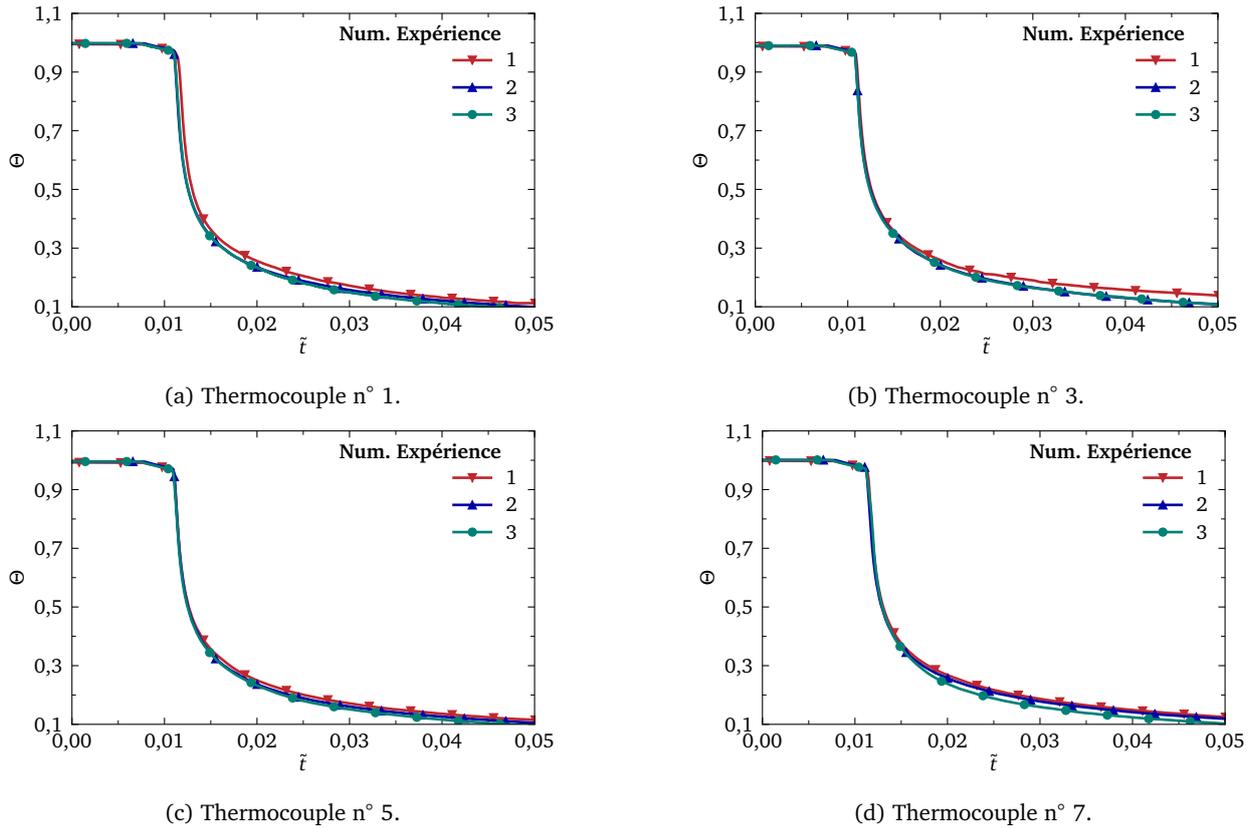


FIGURE 3.6 – Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.

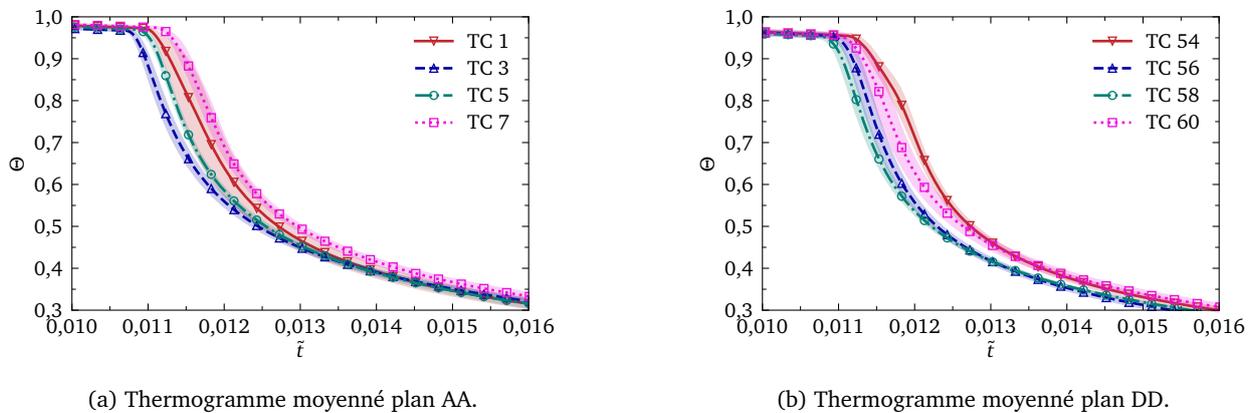


FIGURE 3.7 – Thermogramme obtenu sur le plan AA et DD moyenné sur les trois expériences de trempe avec un sous-refroidissement de 85°C. L'écart-type est représenté pour chaque courbe avec une enveloppe de couleur.

de phase métallurgique lors de cette dernière. Ces modifications de la structure cristalline des aciers dépendent notamment de la température et de la vitesse de refroidissement. Il est alors intéressant d'étudier les courbes qui donnent la température en fonction de la vitesse de refroidissement. Ces courbes pour les thermocouples placés dans la coupe AA sont présentées à la figure 3.8 pour chaque expérience. Les courbes semblent montrer une bonne répétabilité, à l'exception des courbes obtenues au niveau du thermocouple n° 7, où la variabilité est plus grande selon les expériences. Ces écarts peuvent s'expliquer par les variations de conditions expérimentales liées à la chauffe, à la température de l'eau liquide et/ou à la vitesse de remplissage du bac. Ce résultat est intéressant car il montre qu'à 0,0625  $D$  (qui correspond aux coupes AA et DD) de la paroi, une faible variabilité des conditions de trempe peut engendrer un écart significatif sur ces résultats. Cependant, si l'on s'intéresse aux thermocouples placés à 0,125  $D$  (ce qui correspond aux coupes BB et CC) de la paroi, la variabilité entre les expériences est bien moindre, figure 3.9. Une analyse similaire peut être faite pour le côté droit de l'expérience. Les courbes non moyennées sont présentées en annexe B

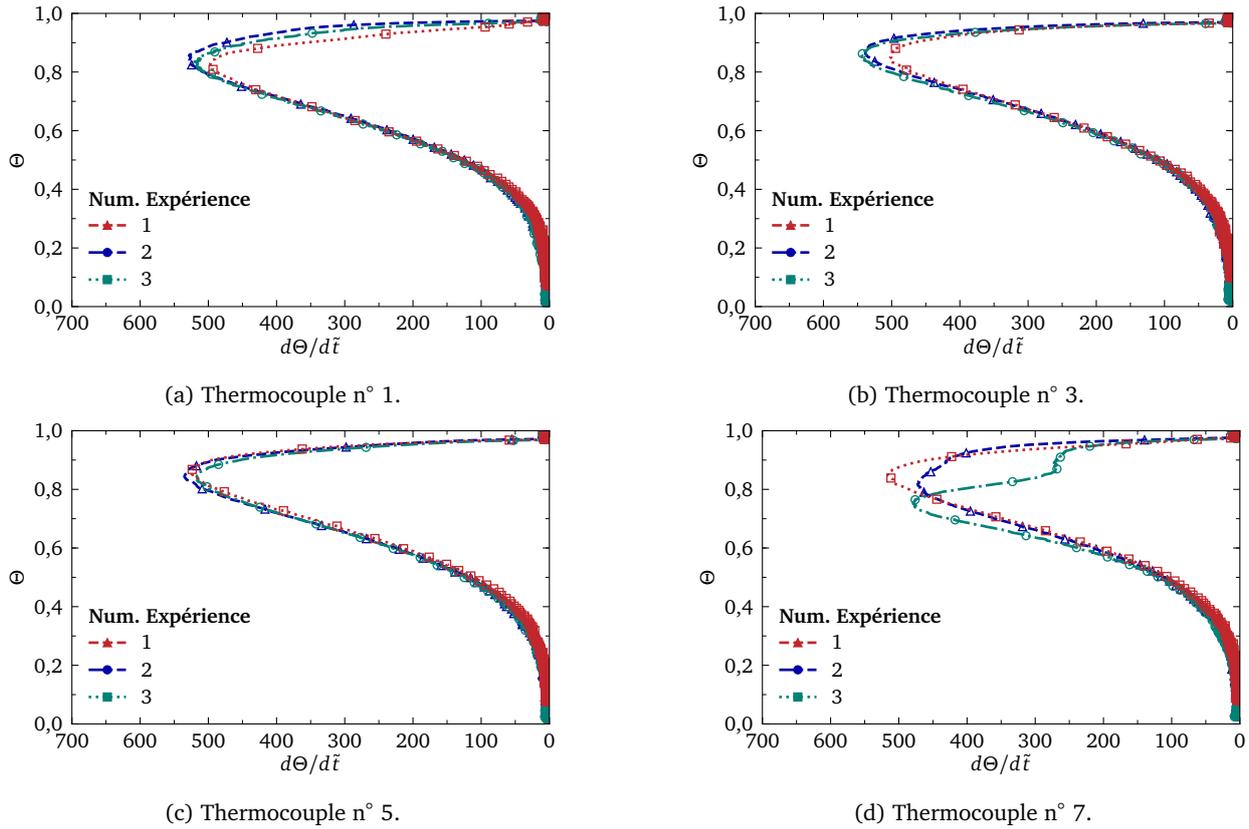


FIGURE 3.8 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension pendant la trempe des thermocouples placés dans la coupe AA.

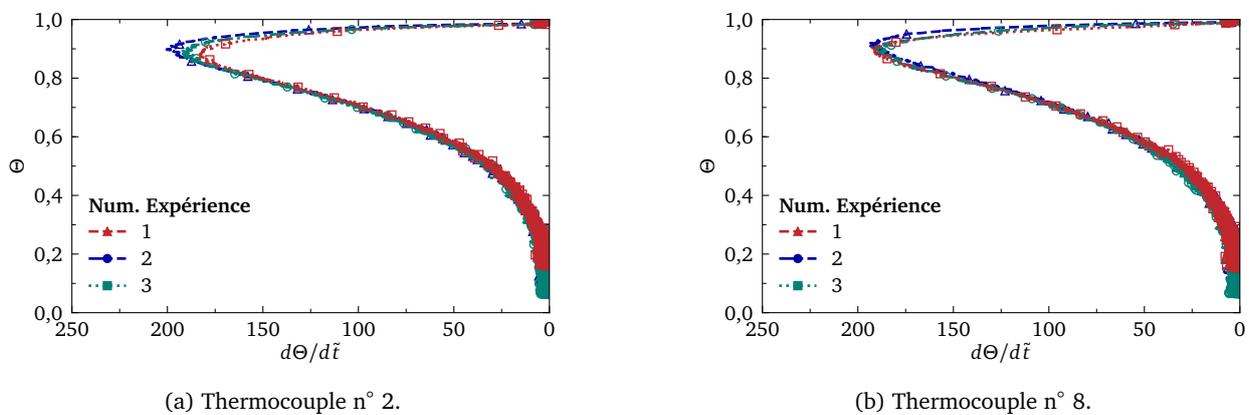


FIGURE 3.9 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension pendant la trempe des thermocouples placés dans la coupe BB.

aux figures B.5 et B.6. Pour la coupe AA, la vitesse de refroidissement adimensionnelle maximale est de 524 et est atteinte pour  $\Theta = 0,84$ . Pour la coupe DD, la vitesse de refroidissement maximale est de 566, atteinte pour  $\Theta = 0,82$ . Pour la coupe BB, la vitesse de refroidissement maximale est de 186, atteinte pour  $\Theta = 0,91$ , et pour la coupe CC, la vitesse de refroidissement maximale est de 196, atteinte pour  $\Theta = 0,89$ .

De même que pour les thermogrammes, ces données sont moyennées pour pouvoir comparer les vitesses de refroidissement en fonction de l'emplacement des thermocouples. Pour chaque coupe, ces courbes sont représentées sur la figure 3.10. Comme discuté précédemment, la variabilité entre les expériences est moindre pour les courbes obtenues dans les coupes BB et CC par rapport à celles obtenues dans les coupes AA et DD. Il est également intéressant de constater que les vitesses de refroidissement maximales pour les thermocouples n° 3 et n° 5 sont 25 % plus importantes que pour les thermocouples n° 1 et n° 7, qui sont placés plus haut sur la surface trempée. La même constatation est faite pour les thermocouples n° 56 et n°

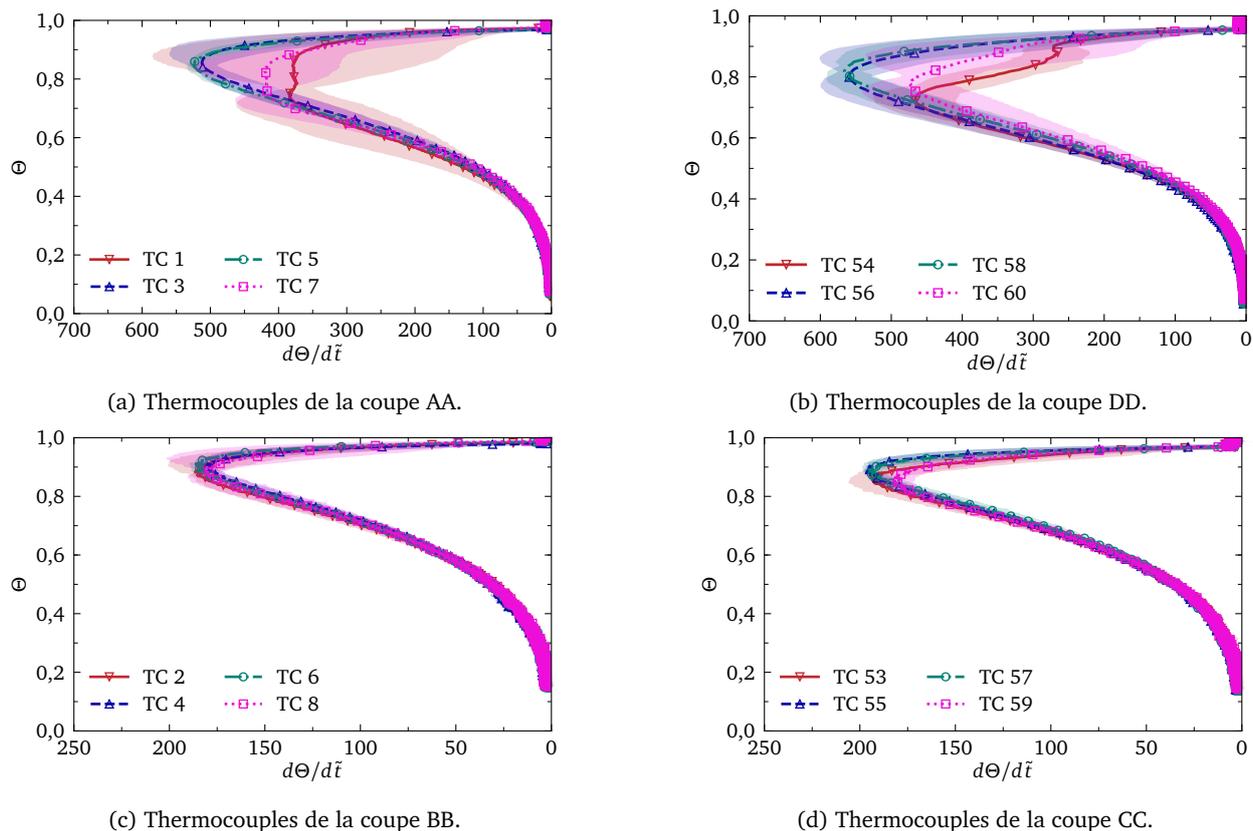


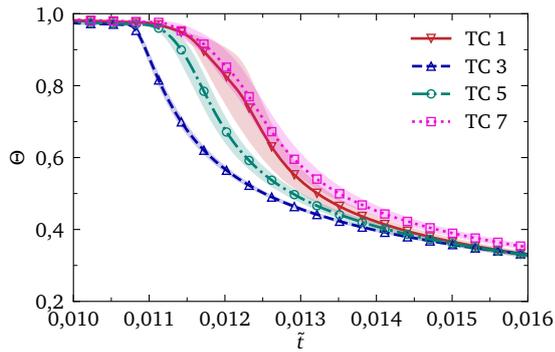
FIGURE 3.10 – Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de 85°C.

58, qui ont une vitesse de refroidissement 25 % supérieure à celle obtenue aux thermocouples n° 60 et n° 54. Cela peut s'expliquer par le fait que l'eau liquide est plus chaude en haut de la surface trempée, à cause des effets de convection dans le fluide, ce qui engendre un flux thermique moins important en haut de la surface trempée qu'en bas créant un gradient thermique sur la surface trempée. Cependant, il est important de rappeler que ces différences de refroidissement sont réduites lorsque l'on regarde plus en profondeur dans le métal. L'immersion tend donc à créer des différences de refroidissement importantes entre le haut et le bas de la pièce lorsque l'on s'intéresse à ce qui se passe proche de la paroi trempée. En revanche, ces différences de refroidissement sont atténuées lorsque l'on regarde le refroidissement plus loin de la surface trempée. Ce point est rassurant d'un point de vue métallurgique, dans le sens où un refroidissement rapide et homogène est recherché lors des traitements thermiques. Un refroidissement homogène permet en effet de réduire les contraintes résiduelles dans l'acier.

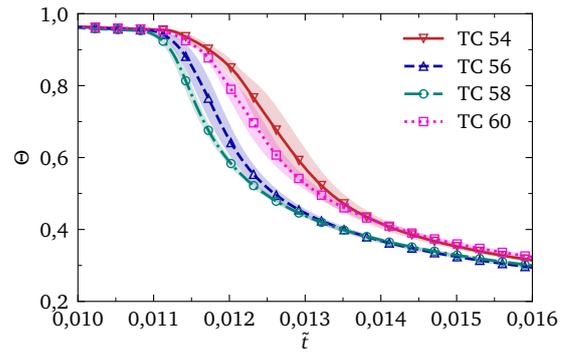
### 3.2.4 Trempe avec un sous-refroidissement de 60°C

Afin d'améliorer la compréhension globale, dans la suite, seules les courbes moyennées seront présentées dans ce chapitre. Les courbes non moyennées obtenues pour l'expérience avec un sous-refroidissement de 60°C sont présentées à l'annexe B section B.2. Sur les courbes présentées en annexe, il est possible d'observer une bonne reproductibilité en ce qui concerne les thermogrammes.

Les courbes moyennées sur les trois expériences pour les coupes AA et DD sont présentées sur la figure 3.11. Sur ces courbes, on remarque que la dispersion des températures pour les thermocouples placés le plus bas (thermocouples n° 3 et n° 58) est faible. En revanche, la dispersion est bien plus grande pour les thermocouples placés plus haut, notamment pour les thermocouples n° 7 et n° 54. Cette augmentation de dispersion peut s'expliquer par la variation de la vitesse de remplissage (tableau 3.1) dans ces expériences. La différence de vitesse de remplissage peut entraîner un échauffement différent de l'eau liquide et donc modifier les phénomènes d'ébullition. De plus, si le temps de remplissage du bac de trempe est plus long, un gradient thermique entre le bas et le haut du cylindre peut s'instaurer, générant ainsi un refroidissement des parties hautes du cylindre avant l'immersion de ces dernières. Pour ces mêmes thermocouples, il peut également être observé une rupture de pente lors de la trempe. Similairement à l'expérience avec un sous-

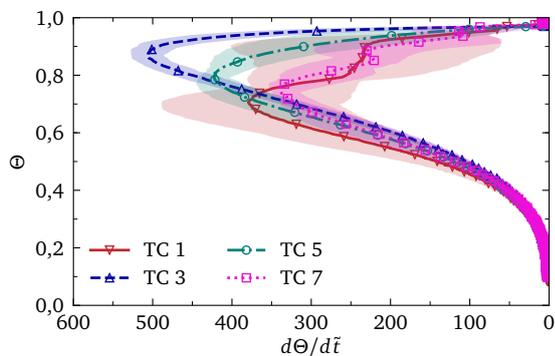


(a) Thermogramme moyenné de la coupe AA.

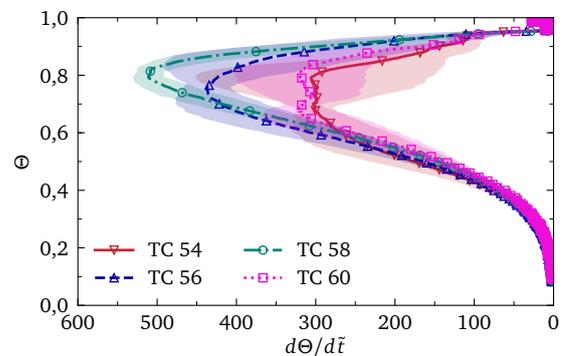


(b) Thermogramme moyenné de la coupe DD.

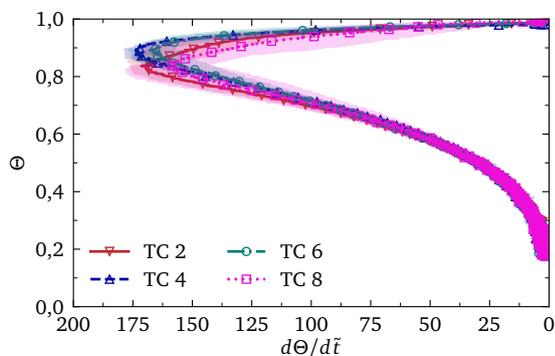
FIGURE 3.11 – Thermogrammes moyennés sur les trois expériences de trempe avec un sous-refroidissement de  $60^{\circ}\text{C}$ .



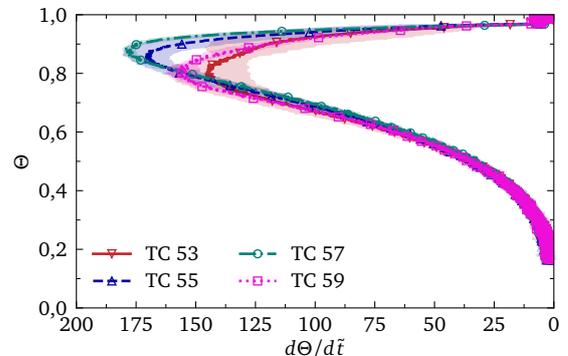
(a) Thermocouples de la coupe AA.



(b) Thermocouples de la coupe DD.



(c) Thermocouples de la coupe BB.



(d) Thermocouples de la coupe CC.

FIGURE 3.12 – Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de  $60^{\circ}\text{C}$ .

refroidissement de  $85^{\circ}\text{C}$ , ceci peut être expliqué par la présence locale de poches de vapeur qui tendent à ralentir le refroidissement. Lorsque ces dernières disparaissent, la cinétique de refroidissement est plus rapide, ce qui cause la rupture de pente observée sur les thermogrammes.

La température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension est présentée à la figure 3.12. Pour les coupes AA et DD, une grande dispersion concernant les vitesses de refroidissement est constatée. De plus, les vitesses de refroidissement pour les thermocouples placés en bas (n° 3, n° 5, n° 58 et n° 56) sont plus grandes comparées aux autres thermocouples qui sont placés plus en hauteur. La vitesse maximale atteinte à la coupe AA est de 507, atteinte pour  $\Theta = 0,87$ , et à la coupe DD, la vitesse de refroidissement maximale est de 511 à la température sans dimension  $\Theta = 0,79$ . Concernant les températures relevées dans les coupes BB et CC, qui sont situées plus en profondeur dans le cylindre, la même conclusion est faite que pour l'expérience avec un sous-refroidissement de  $85^{\circ}\text{C}$  : la dispersion est

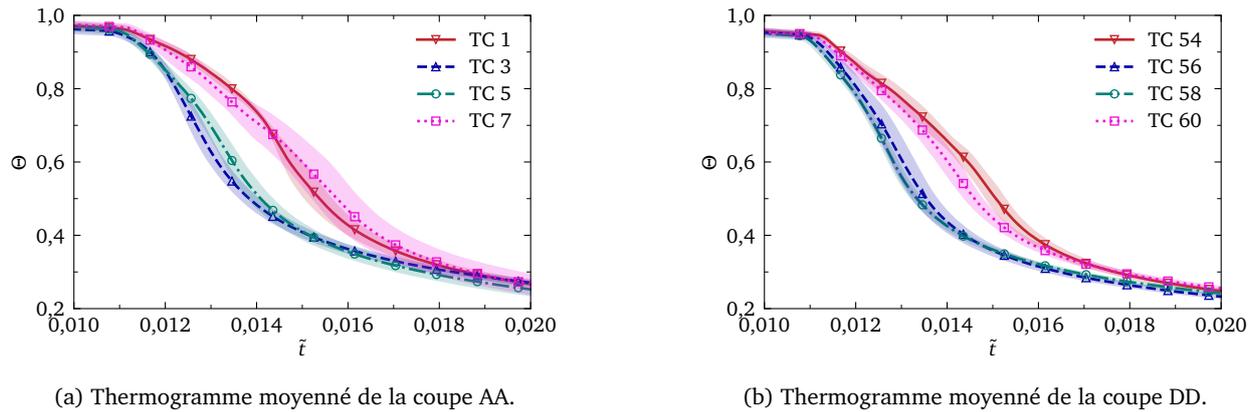


FIGURE 3.13 – Thermogrammes moyennés sur les deux expériences de trempe avec un sous-refroidissement de  $40^{\circ}\text{C}$ .

moindre, car la conduction dans le solide tend à homogénéiser la température. Pour ces coupes, la vitesse de refroidissement sans dimension maximale atteinte est de 174 pour la coupe BB et 180 pour la coupe CC. Cette vitesse est atteinte dans les deux cas pour  $\Theta = 0,88$ . On notera tout de même que pour la coupe CC, figure 3.12d, il existe encore des différences de vitesse de refroidissement non négligeables entre les thermocouples placés en bas de la surface verticale et ceux placés en haut. Ces différences sont de l'ordre de 16 % en ce qui concerne la vitesse de refroidissement maximale atteinte.

### 3.2.5 Trempe avec un sous-refroidissement de $40^{\circ}\text{C}$

Pour cette expérience, suite au problème lié à la chauffe évoqué dans la section 3.2.1, seules les expériences 1 et 2 seront prises en compte dans l'analyse des résultats. Les résultats sont donc moyennés sur deux expériences. Les courbes non moyennées obtenues pour l'expérience avec un sous-refroidissement de  $40^{\circ}\text{C}$  sont présentées à l'annexe B section B.3. Les courbes de refroidissement pour cette expérience sont présentées à la figure 3.13. Pour les températures relevées aux thermocouples placés en haut de la surface trempée, c'est-à-dire les thermocouples n° 1, n° 7, n° 54 et n° 60, il est clairement observé une rupture de pente pendant le refroidissement. Cette rupture de pente survient plus tard que pour les autres sous-refroidissements, ce qui pourrait indiquer la formation de poches ou de films de vapeur sur le haut de la surface trempée. Pour les thermocouples placés en bas de la surface trempée, cette rupture de pente peut également être observée sur le thermocouple n° 54, n° 56 et n° 58. En revanche, il n'y a pas de rupture de pente claire pour le thermocouple n° 3.

La figure 3.14 présente la température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension. Pour ce sous-refroidissement, on constate que la dispersion entre les expériences, en ce qui concerne ces courbes est plus importante que pour les autres sous-refroidissements. Pour la coupe AA en particulier, les courbes de vitesses de refroidissement sont assez chaotiques avec une grande dispersion entre les expériences. De plus, même aux coupes BB et CC, les vitesses de refroidissement sont moins homogènes que pour des sous-refroidissements plus grands. Sur la figure 3.14d, la différence de refroidissement entre les thermocouples placés en haut de la surface trempée et ceux placés plus bas est très marquée par rapport aux autres sous-refroidissements. Comme attendu, les vitesses de refroidissement maximales sont également plus faibles que pour les autres expériences. Pour la coupe AA, elle est de 235 pour  $\Theta = 0,76$ , et pour la coupe DD, elle est de 251 pour  $\Theta = 0,62$ . Pour les coupes situées plus en profondeur, la vitesse de refroidissement maximale dans la coupe BB est de 118 pour  $\Theta = 0,85$ , et elle est de 112 pour  $\Theta = 0,80$  dans la coupe CC.

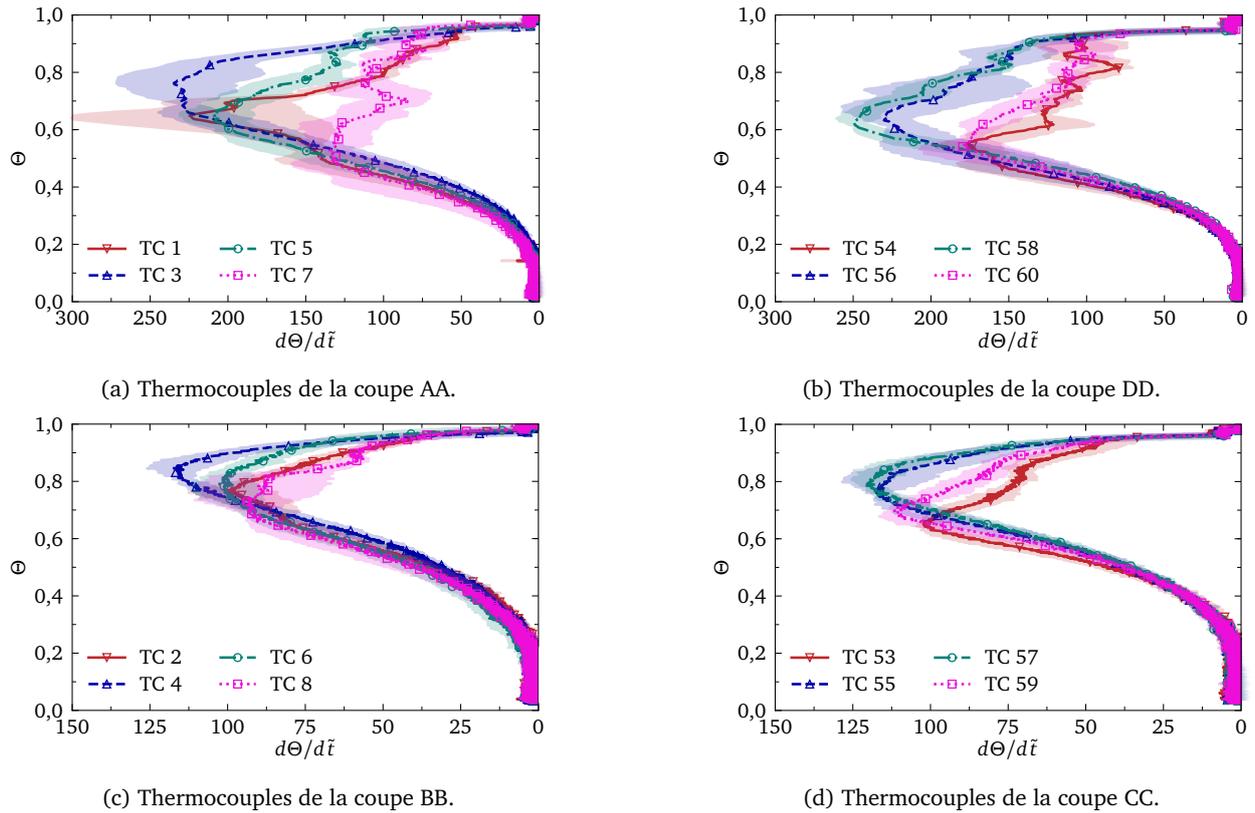


FIGURE 3.14 – Température moyenne sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement moyenne sans dimension pendant la trempe pour un sous-refroidissement de 40°C.

### 3.2.6 Comparaison du refroidissement en fonction du sous-refroidissement

Afin d'apprécier de manière plus quantitative l'effet du sous-refroidissement sur le refroidissement de la pièce d'acier inoxydable, les températures moyennes et les vitesses de refroidissement moyennes pour les thermocouples situés en haut et en bas de la surface trempée sont comparées pour chaque sous-refroidissement. L'évolution des températures en fonction du temps est présentée à la figure 3.15. Il est étonnant de remarquer que pour le thermocouple n° 58 et n° 3, les différences de refroidissement sont minimales entre les sous-refroidissements de 85°C et 60°C. En revanche, pour les thermocouples n° 54 et n° 1 qui sont situés respectivement au-dessus des thermocouples n° 58 et n° 3, les différences sont plus marquées. Concernant le refroidissement pour un sous-refroidissement de 40°C, il est clair qu'il est bien plus lent que pour les autres sous-refroidissements. Cette analyse semble indiquer qu'augmenter le sous-refroidissement de 40°C à 60°C permet d'avoir une vitesse maximale de refroidissement significativement plus importante. Cependant, le gain d'accélération de refroidissement est moindre entre le sous-refroidissement de 60°C et celui de 85°C.

Afin de mieux visualiser cet effet, le maximum de la vitesse de refroidissement moyenne pour chaque sous-refroidissement est tracée à la figure 3.16. Sur cette figure, on peut constater un effet de seuil. En effet, entre un sous-refroidissement de 40°C et 60°C, le gain en vitesse de refroidissement moyenne sur les données des coupes AA et DD est de 266. Cela représente un gain de vitesse de refroidissement de 13,3 par degré de sous-refroidissement. En revanche, entre un sous-refroidissement de 60°C et 85°C, le gain de vitesse de refroidissement moyenne est de 36. Cela correspond à un gain de vitesse de refroidissement de 1,03 par degré de sous-refroidissement, soit un gain par degré 13 fois moins important. Il serait intéressant de mener plusieurs expériences afin de déterminer avec précision le sous-refroidissement à partir duquel cet effet de seuil apparaît. Cela permettrait en particulier de définir un critère minimal de sous-refroidissement pour garantir un refroidissement suffisamment rapide.

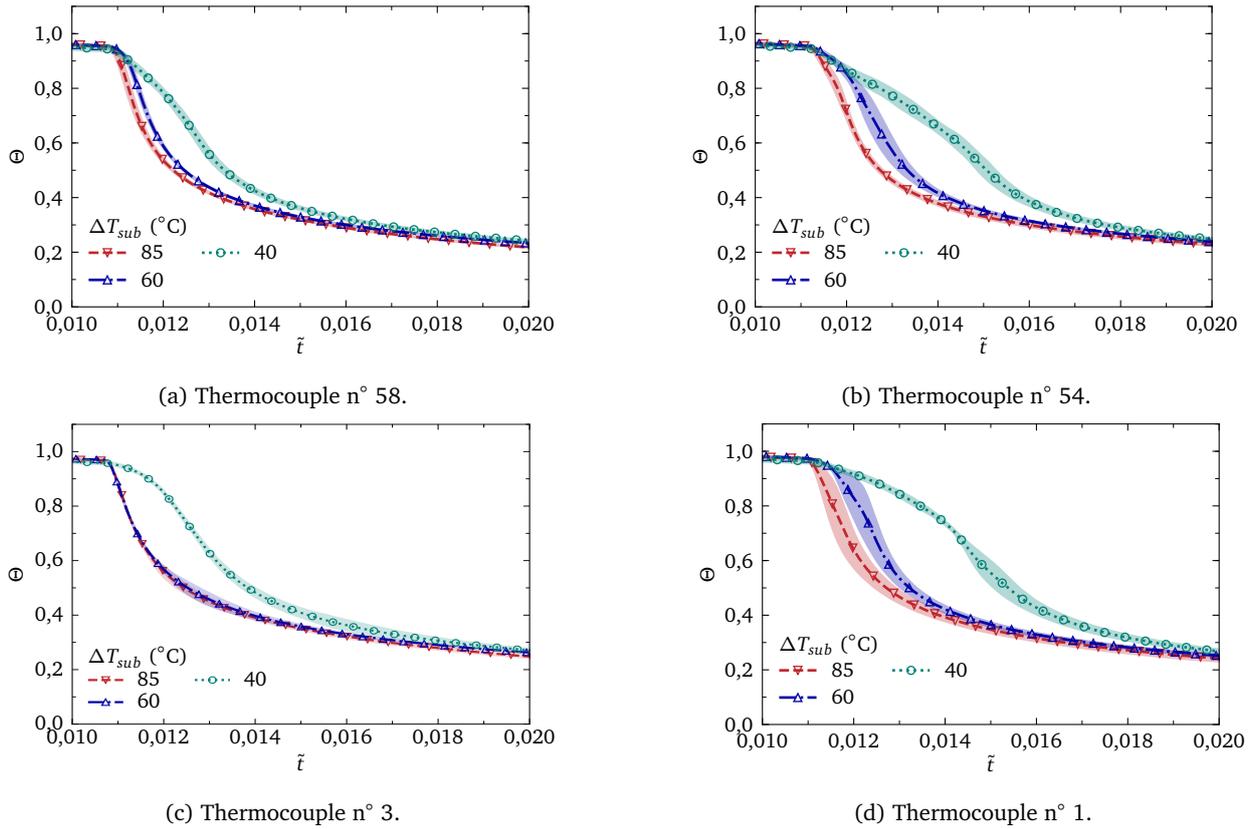


FIGURE 3.15 – Température moyenne sans dimension en fonction du temps sans dimension pour plusieurs sous-refroidissements.

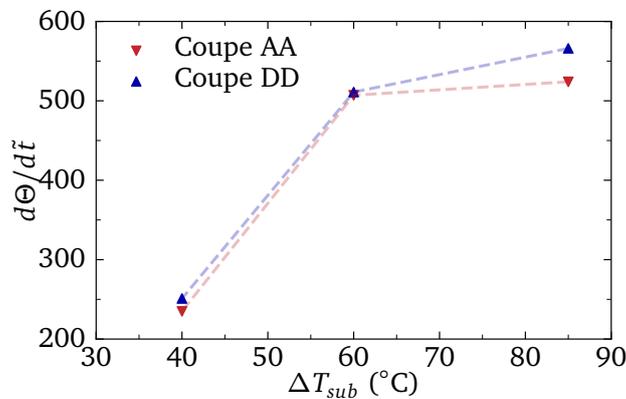


FIGURE 3.16 – Maximum de la vitesse de refroidissement moyennée pour chaque sous-refroidissement.

### 3.3 Difficultés pour estimer correctement le flux en paroi

#### 3.3.1 Le problème inverse de conduction

Un flux ne peut être mesuré directement avec des thermocouples, il est estimé à partir des relevés de température. Pour cela, la résolution d'un problème inverse de conduction ou *Inverse Heat Transfer Conduction Problem* (IHCP) est nécessaire. Contrairement à la résolution directe où une condition limite est imposée, les problèmes inverses recherchent la condition limite qui permet de minimiser l'écart entre l'évolution des températures mesurées pendant l'expérience et celles calculées. Lors de la résolution de ces problèmes, deux zones sont généralement distinguées : la zone directe et la zone indirecte. Ces deux zones sont illustrées sur la figure 3.17. Dans le cas simplifié en une dimension, trois températures sont mesurées pendant le refroidissement de la pièce :  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$ . La température  $T_3$  est à la bordure de la zone directe et sert de

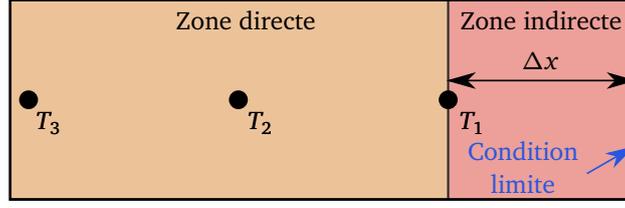


FIGURE 3.17 – Illustration d’un problème inverse de conduction avec la zone directe et la zone indirecte.

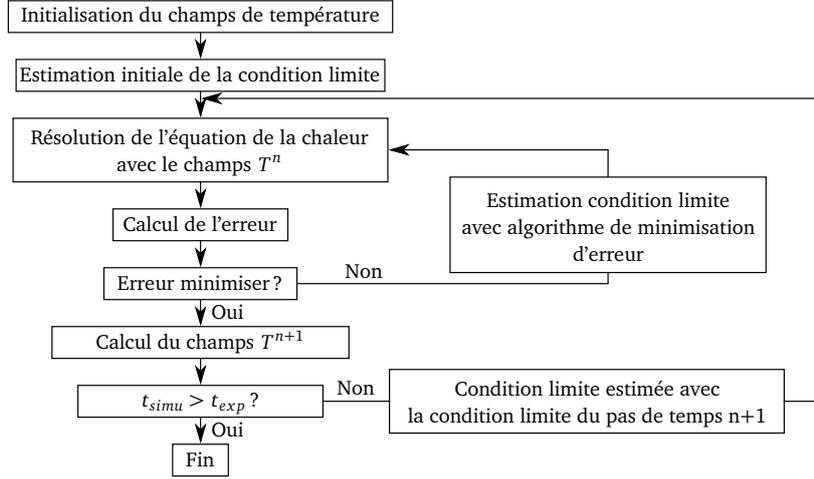


FIGURE 3.18 – Schéma de fonctionnement de l’IHCP numérique.

condition limite gauche pour la résolution du problème inverse. La température  $T_1$  se situe à la frontière entre la zone directe et la zone indirecte, et sert à ajuster la condition limite droite.

Supposons un cas simplifié de problème inverse de conduction en une dimension en coordonnées cylindriques. Dans ce cas, le flux est imposé sur les côtés arrondis du cylindre, la résolution est alors faite sur la coordonnée radiale. En supposant que les propriétés thermophysiques sont constantes avec la température, l’équation de la chaleur à résoudre est :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3.4)$$

Pour résoudre numériquement cette équation, une discrétisation spatiale de deuxième ordre et temporelle explicite de premier ordre :

$$T_i^{n+1} = T_i^n \left( 2 \frac{\alpha}{\Delta r^2} + 1 \right) + T_{i-1}^n \left( -\frac{\alpha \Delta t}{\Delta r^2} + \frac{\alpha_i \Delta t}{2 \Delta r r_i} \right) + T_{i+1}^n \left( -\frac{\alpha \Delta t}{\Delta r^2} - \frac{\alpha \Delta t}{2 \Delta r r_i} \right) \quad (3.5)$$

où  $n$  est l’indice temporel,  $i$  est l’indice spatial,  $\Delta r$  est le pas d’espace, et  $\Delta t$  est le pas de temps. Pour résoudre ce problème, à chaque itération temporelle, l’algorithme de l’IHCP cherche à ajuster la condition limite droite qui minimise l’écart entre la température  $T_1$  mesurée expérimentalement et la température  $\tilde{T}_1$  calculée par le modèle inverse. Le schéma de fonctionnement de cet algorithme est détaillé sur la figure 3.18. Contrairement à une simulation directe, un algorithme itératif est utilisé pour ajuster la condition limite à chaque pas de temps, ce qui rend le calcul plus long. Cependant, il existe des limitations sur le pas de temps numérique pour la résolution de l’IHCP. En effet, si le pas de temps est trop petit, les ajustements de la condition limite droite n’auront pas le temps d’affecter significativement la température  $\tilde{T}_1$ , car la diffusion thermique ne sera pas assez rapide sur ce pas de temps pour faire varier la température  $\tilde{T}_1$ .

Dans l’article Bourouga et al. [13], qui traite de l’instrumentation pour la réalisation d’IHCP pour des solides à faible inertie, les auteurs proposent une estimation du pas de temps minimal nécessaire pour la résolution numérique d’un IHCP :

$$\Delta t_{\min} \approx 0,01 \frac{\Delta x^2}{\alpha} \quad (3.6)$$

avec  $\Delta x$  la distance du premier relevé de température à la paroi dans l’expérience réelle. Cette formule approxime le temps de diffusion nécessaire sur la première maille pour qu’un changement de condition li-

mite avec la température à une profondeur  $\Delta x$ . En pratique, ce pas de temps minimal peut être plus grand. Cette limitation peut potentiellement affecter la qualité de la solution de l'IHCP, notamment pour les phénomènes transitoires très rapides où un pas de temps trop grand peut dégrader la précision. Il est également noté qu'il n'y a pas de méthode de régularisation introduite ici, ce qui est commun dans les problèmes inverses de conduction pour éviter les oscillations numériques de la condition limite. Ces oscillations peuvent être dues à l'imprécision des mesures ou au bruit de mesure. L'utilisation de la régularisation aide à la convergence numérique, mais peut influencer la solution finale. Elle introduit également un paramètre arbitraire qui peut rendre la solution moins physique. Concrètement, ce paramètre est choisi à l'aide d'une *L-curve* qui permet le meilleur compromis entre régularisation et fiabilité de la solution. Le choix de ne pas mettre de schéma de régularisation dans notre analyse est fait afin d'étudier chaque élément qui peut biaiser l'IHCP de manière séparée. De plus, les résultats du calcul direct qui seront utilisés pour le calcul indirect ne sont pas bruités ou imprécis comme lors d'une réelle expérience, ce qui ne rend pas forcément nécessaire l'utilisation d'une méthode de régularisation dans notre cas.

### 3.3.2 Les biais intrinsèque des problèmes inverses de conduction

Il est important de noter que les IHCP sont des problèmes qui ne sont pas bien posés. En effet, les méthodes de résolution ne permettent pas d'obtenir une solution unique en raison de la forte sensibilité de ces méthodes aux mesures ainsi qu'aux biais intrinsèques des problèmes inverses. L'ouvrage de Beck et al. [8] présente deux phénomènes physiques qui peuvent biaiser les problèmes inverses : le biais de retard et d'amortissement. Le biais engendré par ces phénomènes est spécifique aux problèmes inverses pour des transitoires. Pour illustrer ces effets de manière quantitative, prenons l'exemple présenté dans [8]. Considérons un solide semi-infini avec une condition limite de température à l'infini constante et un flux à sa surface de la forme  $q = q_0 \cos(\omega t)$  dans une configuration purement unidimensionnelle ici. La solution analytique en une dimension pour l'évolution de la température est donnée par :

$$T(x, t) = T_0 + \frac{q_0}{k} \left( \frac{\alpha}{\omega} \right) \exp\left(-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \cos\left(\omega t - x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (3.7)$$

où  $T_0$  est la température initiale homogène du solide et  $x$  la distance à la paroi soumise au flux  $q$ . L'enveloppe de la température est :

$$T(x) - T_0 = \frac{q_0}{k} \left( \frac{\alpha}{\omega} \right) \exp\left(-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \quad (3.8)$$

L'effet d'amortissement traduit le fait que l'évolution de la température à l'intérieur du solide est amortie par rapport à la température de surface du solide. En d'autres termes, avec l'exemple ci-dessus, il s'agit du rapport  $(T(x) - T_0)/(T(0) - T_0)$ . Avec l'équation (3.8), ce rapport peut s'exprimer comme :

$$\frac{T(x) - T_0}{T(0) - T_0} = \exp\left(-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \quad (3.9)$$

Considérons que la réponse du capteur est négligeable si  $(T(x) - T_0)/(T(0) - T_0) = 0,01$ , alors, la réponse est négligeable si :

$$x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} > -\ln(0,01) \approx 4,6 \quad (3.10)$$

La distance maximale pour détecter un flux avec une fréquence  $f$  pour de l'acier inoxydable à 800 °C est illustrée sur la figure 3.19. Comme montré sur cette figure, cette distance diminue rapidement avec la fréquence. Ainsi, pour un relevé de température à 5 mm de la paroi, la fréquence maximale que l'on pourra détecter sera de 1,5 Hz, tandis que pour un relevé de température à 1 mm de la paroi, la fréquence maximale détectable est de 36,9 Hz.

Le temps de retard correspond à la différence de temps nécessaire pour que la température en un point du solide, notée  $t_1$ , atteigne la température de la paroi au temps  $t_0$ . Ainsi, le temps de retard est la différence entre le temps  $t_1$  et  $t_0$ ,  $t_{lag} = t_1 - t_0$ . En utilisant l'équation (3.7), on constate que la température entre la paroi et un point  $x$  du solide est déphasée de  $x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}$ , soit en termes de temps :

$$t_{lag} = \frac{x}{\omega} \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} = \frac{x}{2\sqrt{\pi f \alpha}} \quad (3.11)$$

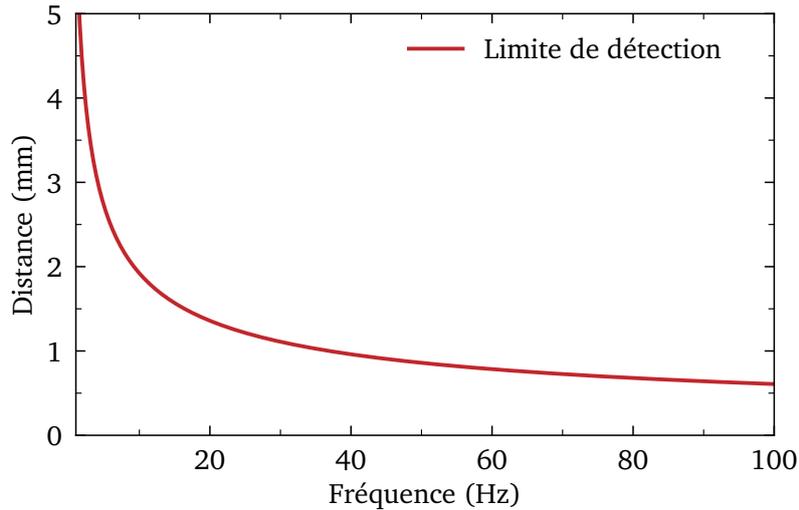


FIGURE 3.19 – Distance maximale de détection en fonction de la fréquence du flux en paroi pour de l’acier inoxydable à 800 °C.

Comme attendu, le temps de retard augmente avec la profondeur  $x$  du point de relevé de température dans le solide et diminue avec la fréquence  $f$ , c’est-à-dire que le déphasage est moindre si la température de paroi varie rapidement.

En fait, ces deux effets peuvent être analogues à un filtre passe-bas. L’effet d’amortissement représente la perte de gain du filtre, et l’effet de retard représente le déphasage d’un filtre passe-bas. En tenant compte de cette analogie, il devient plus facile de comprendre en quoi ces biais peuvent être problématiques pour des transitoires rapides. Comme la diffusion dans le solide agit comme un filtre passe-bas, tous les phénomènes rapides à la paroi seront filtrés. Dans le cas de la trempe, où les phénomènes de refroidissement sont très rapides, cela peut compromettre la fiabilité de l’estimation du flux par les méthodes inverses de conduction. De plus, comme le solide agit comme un filtre passe-bas, cela implique qu’on ne pourra pas, de cette manière, obtenir une estimation parfaite du flux de paroi, car le filtre détruit de l’information disponible. Le problème inverse est donc un problème mal posé.

### 3.3.3 Effet de la distance à la paroi du relevé de température sur le problème inverse de conduction

Pour illustrer l’effet du temps de retard et de l’effet d’amortissement sur les résultats de l’IHCP, une expérience numérique est proposée. L’équation de la chaleur en une dimension en coordonnées cylindriques, (3.4), selon l’axe radial, est résolue de manière directe. Le cylindre considéré a un rayon de 5 mm et est positionné verticalement. Le matériau utilisé est l’acier inoxydable SS304L. La température initiale du cylindre est de 900°C. Les propriétés thermophysiques de l’acier sont considérées constantes avec la température et évaluées à la température moyenne entre la température de saturation et la température initiale. Au centre du cylindre, un flux nul est imposé, tandis qu’un flux est imposé sur la paroi du cylindre. Ce flux est déterminé à l’aide d’une courbe d’ébullition fictive construite à partir de corrélations issues de la littérature. Pour déterminer la température minimale d’ébullition en film, la corrélation de Carbajo [18], présentée à l’équation (1.32), est utilisée avec le paramètre  $\gamma_{e_w}^{e_l} = 2, 2$ . La température de flux critique,  $T_{CHF}$ , est déterminée à partir de la corrélation empirique de Carbajo [18] pour des cylindres trempés verticalement :

$$T_{CHF} = T_{sat} + 0,245 \Delta T_{sub} + 29 \quad (3.12)$$

Le flux en régime d’ébullition en film,  $q_{nb}$ , est évalué avec la corrélation de Shiotsu and Hama [107], celui en régime d’ébullition nucléée avec la corrélation de Rohsenow [98] présentée à l’équation (1.48) avec le paramètre  $C_{sf}$ , prenant en compte le couple solide-fluide, valant 0,02, et le flux de convection naturelle monophasique  $q_{nc}$  calculé avec la corrélation de Churchill and Chu [24]. Le régime de transition est défini comme l’interpolation linéaire entre le flux obtenu à  $T_{CHF}$  avec la corrélation d’ébullition nucléée  $q_{CHF}$ , et le flux obtenu à la température minimale d’ébullition en film calculée avec la corrélation d’ébullition en film  $q_{mfb}$  à une modification près. Dans ce modèle, les flux  $q_{CHF}$  et  $q_{mfb}$  sont élevés à la puissance 0,8, puis

<b>Température</b>	$T_{sat} < T_w \leq T_{CHF}$	$T_{CHF} < T_w \leq T_{mfb}$	$T_w > T_{mfb}$
<b>Calcul des bornes inférieures</b>	$T_{sat}$ à 1 bar	équation (3.12)	équation (1.32)
<b>Flux thermique</b>	$q_{nb}$	$q_{trans}$	$q_{mfb}$
<b>Calcul du flux</b>	équation (1.48)	équation (3.13)	Shiotsu and Hama [107]

TABLEAU 3.2 – Résumé des corrélations ou équations utilisées pour imposer le flux à la paroi en fonction de la température du mur pour le calcul direct.

toute l'équation est élevée à la puissance  $5/4$ , pour conserver la bonne dimension de flux. Cet artéfact mathématique permet une courbe plus régulière. Le flux en régime de transition est défini alors comme :

$$q_{trans} = \left( \frac{T_w - T_{CHF}}{T_{mfb} - T_{CHF}} q_{mfb}^{\frac{4}{5}} + \left( 1 - \frac{T_w - T_{CHF}}{T_{mfb} - T_{CHF}} \right) q_{CHF}^{\frac{4}{5}} \right)^{\frac{5}{4}} \quad (3.13)$$

Le tableau 3.2 résume quelle corrélation d'échange de chaleur est appliquée en fonction de la température du mur, et comment ces dernières sont calculées.

Pour garantir la régularité de la courbe d'ébullition, un polynôme de degré 3 est utilisé pour faire le raccord entre les corrélations d'échange de chaleurs utilisées pour chaque régime d'ébullition. Ces derniers assurent que les flux et leurs dérivées par rapport à la surchauffe soient continus. De plus, au début du transitoire, le flux augmente linéairement de 0 à la valeur donnée par la courbe d'ébullition pour assurer une continuité temporelle du flux. L'évolution temporelle des températures est calculée avec le schéma numérique implicite présenté à l'équation (3.5). Le pas d'espace est de  $2 \mu\text{m}$  et le pas de temps de  $4 \times 10^{-5}$  s afin d'assurer la convergence numérique du calcul.

Dans le premier cas, la simulation est réalisée avec un sous-refroidissement nul. Dans un second temps, une deuxième courbe d'ébullition est simulée avec un sous-refroidissement de  $70^\circ\text{C}$ . Pour ce cas spécifique, afin d'approcher une modélisation de flux de film instable, le flux entre la température minimale d'ébullition en film,  $T_{mfb}$ , et la température maximale de surchauffe,  $T_{shl}$ , est pris comme le flux du régime de transition évalué à  $T_{shl}$ . Sur cette plage de température, le flux est considéré comme constant. Ce choix de modélisation est inspiré des courbes obtenues par Honda et al. [46, 47]. Il s'agit d'un modèle très simplifié qui vise à voir quelles formes de courbe d'ébullition seraient obtenues avec l'IHCP pour une telle courbe d'ébullition.

Les deux courbes d'ébullition sont présentées à la figure 3.20. Comme observé, la courbe d'ébullition sans sous-refroidissement présente une cinétique moins rapide comparée à celle avec un sous-refroidissement de  $70^\circ\text{C}$ . Cela permet de vérifier la faisabilité d'une IHCP pour des expériences de trempe à saturation et/ou à fort sous-refroidissement. Pour chaque simulation, la température est relevée à 1, 2, 3 et 4 mm de la paroi. L'approche inverse est appliquée pour étudier l'influence des effets d'amortissement et de retard sur les résultats de l'IHCP. Dans chaque cas d'IHCP, la condition limite est mise à jour toutes les  $\Delta t = 0,01 \Delta x^2 / \alpha$ , avec  $\Delta x$  la distance à la paroi du relevé de température. Ce choix garantit la stabilité et la convergence de l'algorithme de l'IHCP.

La figure 3.20 montre les résultats de l'IHCP pour différentes distances de relevé de température. Pour la courbe sans sous-refroidissement (voir figure 3.20a), un léger artéfact est observé autour de  $\Delta T_{sup} = 800^\circ\text{C}$  au début du refroidissement. Ce phénomène est dû au changement brusque de flux, passant de  $0 \text{ W/m}^2$  à environ  $250 \text{ kW/m}^2$ . Cette surestimation du flux est d'autant plus marquée que la profondeur du relevé de température pour l'IHCP est grande. Par la suite, le régime d'ébullition en film et le début du régime de transition en film sont assez bien reproduits. En revanche, la fin du régime de transition et le flux critique montrent des écarts plus significatifs par rapport à la courbe directe. Plus la profondeur est grande, plus le flux critique est surestimé et décalé vers des surchauffes plus faibles, ce qui affecte aussi la description du régime d'ébullition nucléée. Cependant, pour l'IHCP réalisée avec le relevé de température à 1 mm, la solution est très proche de celle du calcul direct.

Pour la courbe avec  $\Delta T_{sub} = 70^\circ\text{C}$ , la courbe du calcul direct est présentée en rouge sur la figure 3.20b. Contrairement à la courbe sans sous-refroidissement, la reconstruction de la courbe d'ébullition après avoir résolu l'IHCP donne un résultat très différent par rapport au calcul direct. Comme le saut de flux est beaucoup plus important au début du transitoire par rapport à la courbe sans sous-refroidissement, les pics initiaux de refroidissement sont également plus importants. Par la suite, les mêmes remarques peuvent être faites sur l'évaluation du flux critique et de sa température. Néanmoins, il est à noter que l'IHCP effectuée avec un relevé de température à 1 mm capture bien le flux critique et sa température.

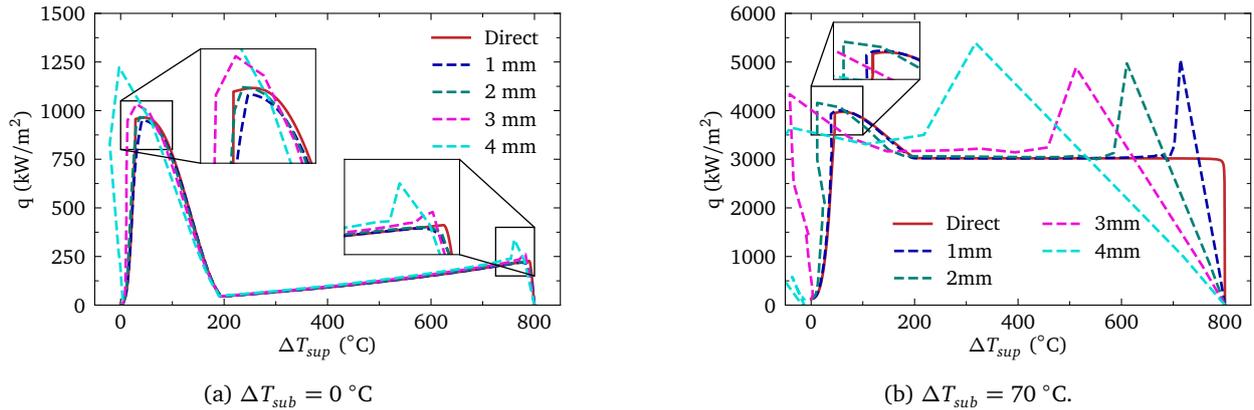


FIGURE 3.20 – Courbe d'ébullition pour le calcul direct et celles obtenues avec la résolution de l'IHCP

Ainsi, l'effet d'amortissement et de retard joue un rôle crucial dans l'IHCP et peut fortement biaiser les résultats, surtout pour des transitoires avec des changements rapides de flux. Il est donc essentiel, lors d'expériences impliquant des variations rapides de flux comme lors de la trempe, de placer les thermocouples aussi près que possible de la paroi pour limiter l'effet du filtre passe-bas induit par ces phénomènes. Il est également important de connaître précisément leur position étant donné les forts gradients thermiques présents en proche paroi.

### 3.3.4 Biais expérimentaux

#### 3.3.4.1 État de l'art

Jusqu'à présent, seuls les biais intrinsèques au problème inverse et à la physique de la conduction ont été abordés. Cependant, lors d'une expérience, d'autres biais viennent s'ajouter. Gomez et al. [40] ont étudié les biais liés au bruitage du signal expérimental, à l'effet de la pâte thermique placée entre le thermocouple et le milieu dans lequel la température est mesurée, ainsi qu'à l'effet de la température initiale sur l'IHCP. Dans cet article, la méthode de régularisation de Tikhonov [120] est appliquée à l'IHCP. Cet article illustre l'inefficacité de la méthode inverse pour les expériences de trempe par aspersion. Pour cela, les auteurs utilisent une courbe d'ébullition fictive censée représenter la courbe d'ébullition lors d'une trempe par immersion. Cette courbe est présentée en figure 3.21. Les conclusions principales de l'article sont les suivantes :

- Pour une même courbe d'ébullition, si la température initiale du calcul direct est différente, la résolution de l'IHCP donne des courbes différentes. Ces différences sont notamment marquées au début de la résolution de l'IHCP. Cela pourrait expliquer les observations faites par Babu and Prasanna Kumar [6] présentées dans la partie 1.2.5.
- Le pas de temps choisi pour le problème inverse a peu d'influence sur la solution de l'IHCP.
- Le paramètre de régularisation, s'il est mal choisi, peut conduire à une sous-estimation du flux.
- L'ajout de pâte thermique entre le thermocouple et le milieu de mesure permet d'obtenir de meilleurs résultats pour l'IHCP.

Au vu de ces résultats, les recommandations des auteurs sont de ne pas utiliser l'IHCP pour l'étude des premiers instants de la trempe, où les écarts entre la courbe directe et celle obtenue par l'IHCP sont significatifs. En revanche, pour la fin du transitoire (dans leur cas), l'IHCP donne des résultats satisfaisants. De plus, les auteurs précisent qu'en réalité, d'autres biais existent comme le contact non parfait entre le thermocouple, la pâte thermique et le milieu de mesure. Tous ces biais entraînent, selon eux, une surestimation de la température de paroi et des pics non physiques en ce qui concerne le flux thermique. Contrairement à une expérience numérique, l'évaluation de ces biais dans une expérience réelle est très compliquée.

Un autre biais existe également pour de telles expériences, il s'agit du temps de réponse du capteur. Oliveira et al. [83] se sont intéressés à cet aspect pour la trempe par aspersion. Dans leur article, ils proposent de déterminer expérimentalement le temps de réponse du capteur afin de pouvoir le corriger. Pour cela, le relevé de température d'un thermocouple dit *lent* est comparé à celui d'un thermocouple avec un temps de réponse dit *rapide*. Le temps de réponse d'un capteur varie selon deux paramètres majeurs : le temps de réponse intrinsèque du thermocouple et le temps de réponse lié au montage. La figure 3.22 illustre un

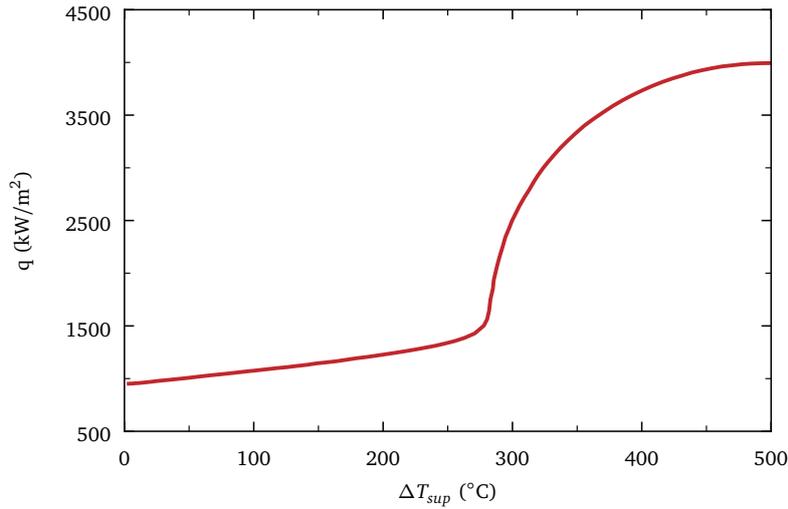


FIGURE 3.21 – Courbe d'ébullition par aspersion fictive issue de l'article de Gomez et al. [40].

thermocouple dans un milieu de mesure. Dans ce schéma, la prise de température du thermocouple est faite au point chaud nommé  $T_{TC}$ . Ce point de mesure est entouré de poudre, souvent du MgO. Tout cet ensemble est contenu ensuite dans une gaine métallique. Toutes ces couches successives autour du point de mesure contribuent à créer une résistance thermique qui engendre le temps de réponse intrinsèque du thermocouple. Le temps de réponse lié au montage peut quant à lui venir de la présence de pâte thermique et/ou du contact non parfait entre le thermocouple et le milieu de mesure. En effectuant un bilan d'énergie sur le thermocouple, le flux  $\Phi$  exprimé en W peut alors être défini comme :

$$\Phi = \frac{T_p - T_{TC}}{R_e} = m_e C_{p_e} \frac{dT_{TC}}{dt} \quad (3.14)$$

avec  $m_e$  la masse équivalente de tout le montage,  $C_{p_e}$  la capacité calorifique massique équivalente du montage, et  $R_e$  la résistance thermique équivalente du montage. En réécrivant cette équation, on obtient :

$$T_p = T_{TC} + \tau \frac{dT_{TC}}{dt} \quad (3.15)$$

où  $\tau = R_e m_e C_{p_e}$  est la constante de réponse du montage. Avec cette expression, plus la masse équivalente est grande, plus le retard est important. Les thermocouples de plus grand diamètre ont donc un temps de retard plus grand que les petits thermocouples. Dans l'article d'Oliveira et al. [83], les thermocouples dits *rapides* ont un diamètre de 0,5 mm, tandis que les thermocouples dits *lents* ont un diamètre de 1 à 3 mm. La méthode proposée par les auteurs permet d'estimer le temps de réponse relatif entre deux montages, mais pas le temps de réponse absolu. D'après le même article, plus ce temps est grand, plus cela conduit à une sous-estimation du flux avec la résolution de l'IHCP lors de la trempe par aspersion. Il est également intéressant de noter qu'un autre biais existe, il s'agit de la conduction axiale dans le thermocouple. En effet, ce dernier est situé à la fois dans le milieu de mesure et dans l'environnement de l'expérience. Cela est illustré sur la figure 3.22 par l'ajout de la résistance thermique  $R_{TC}$ . L'équation (3.15) devient alors :

$$T_p = T_{TC} + \tau \frac{dT_{TC}}{dt} + \frac{R_e}{R_{TC}} (T_{TC} - T_{ref}) \quad (3.16)$$

Tous ces biais combinés mènent donc à l'inefficacité de l'IHCP pour la trempe par aspersion.

### 3.3.4.2 Effet du temps de réponse sur l'IHCP pour la trempe par immersion

Comme nous venons de le voir, l'IHCP ne peut être utilisé pour la trempe par aspersion à cause des biais expérimentaux. Dans cette partie, la même analyse sera effectuée avec les courbes d'ébullitions présentées dans la partie 3.3.3, qui représentent mieux les trempes par immersion. L'un des principaux biais lors de la mesure est le temps de réponse du système de mesure. Plus les thermocouples sont placés près de la paroi, plus le temps de réponse a d'effets sur la mesure. En effet, comme la cinétique de refroidissement est rapide pour ces thermocouples, un trop grand temps de réponse biaise énormément la mesure par

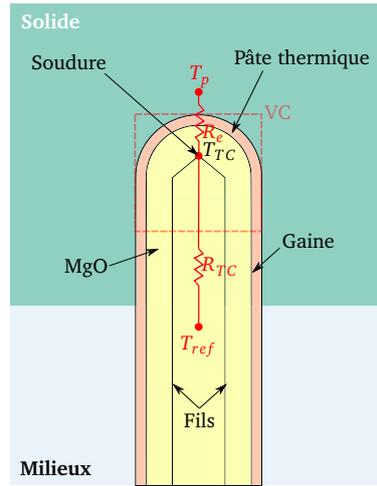


FIGURE 3.22 – Schéma simplifié d'un thermocouple dans un milieu de mesure.

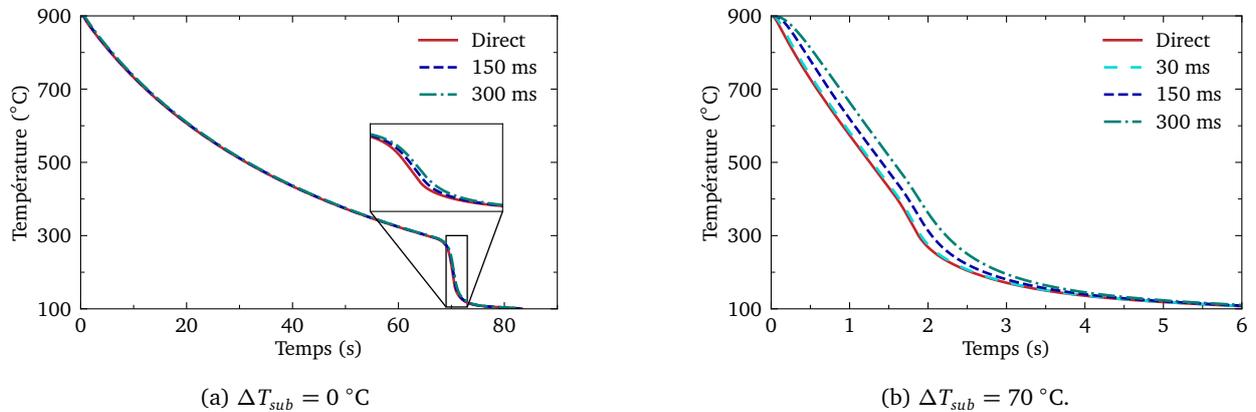


FIGURE 3.23 – Température à 1 mm de la paroi pour le calcul direct et après application du modèle du thermocouple pour plusieurs constantes de relaxation,  $\tau$ .

rapport à la valeur réelle de la température du milieu. Autrement dit, les thermocouples placés près de la paroi sont moins affectés par les effets de retard et d'amortissement, mais le sont plus par les temps de réponse. Afin de simuler l'effet de retard du montage, la température à 1 mm obtenue par le calcul direct est filtrée avec l'équation (3.15), ce qui permet d'obtenir un signal relaxé. C'est ensuite ce signal qui sera utilisé dans l'IHCP. Pour les thermocouples utilisés dans notre expérience, les temps de relaxation intrinsèques sont donnés par le constructeur. Ils varient de 30 à 300 ms pour des thermocouples allant de 0,5 à 1,5 mm de diamètre. Ces temps de relaxation seront donc utilisés pour mener l'étude paramétrique. Pour la température à 1 mm dans les deux cas, les températures obtenues après application du modèle de thermocouple sont présentées à la figure 3.23. Pour la courbe figure 3.23a, l'application d'un temps de réponse ne change quasiment pas le relevé de température, la cinétique doit être proche ou plus lente que le temps de relaxation. En revanche, pour la courbe figure 3.23b, l'influence de la relaxation pour des temps de réponse de 150 et 300 ms est bien plus marquée. Pour le temps de réponse de 30 ms, l'influence sur la température semble négligeable.

Les résultats de l'IHCP pour les deux cas sont tracés à la figure 3.24. Pour la figure 3.24a, au début du refroidissement, il est observable que l'augmentation brutale au début du refroidissement entre un flux nul et le flux d'ébullition est moins rapide avec la résolution de l'IHCP qu'avec le calcul direct. De plus, la valeur du flux, dans ce cas, ne dépasse pas la valeur du calcul direct. En ce qui concerne le régime d'ébullition en film et le début du régime de transition, ils sont bien estimés avec le problème inverse. En revanche, la fin du régime de transition est fortement affectée ainsi que la valeur du flux critique. Ce dernier est sous-estimé, et la température à laquelle il est atteint est surestimée par rapport au calcul direct. Plus le temps de relaxation est élevé, plus le flux est sous-estimé et la température  $T_{CHF}$  est surestimée. Sur la figure 3.24b, le début du transitoire est fortement biaisé par l'effet de relaxation. La courbe d'ébullition présente une forme de bosse au début du transitoire au lieu d'un plateau. Par la suite, pour la courbe avec un temps de

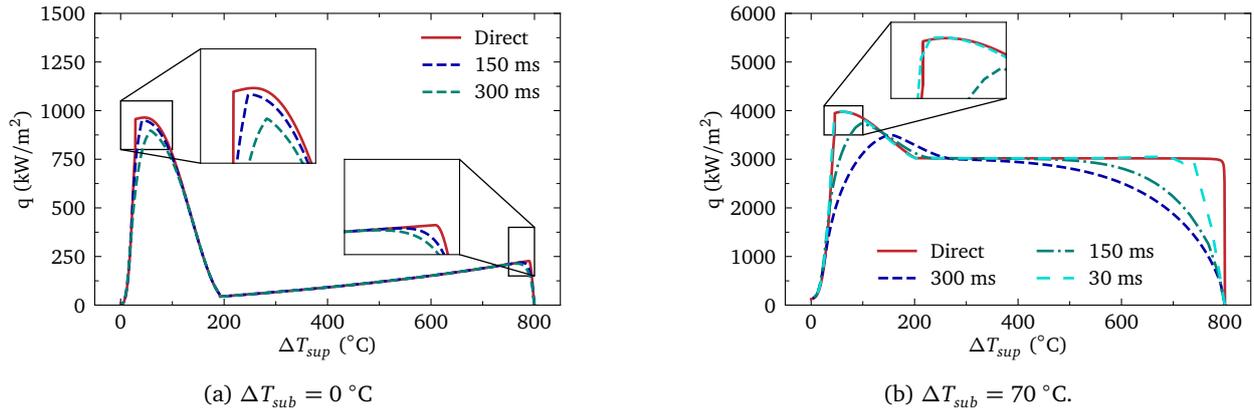


FIGURE 3.24 – Courbe d’ébullition pour le calcul direct et l’IHCP avec le modèle de thermocouple. La température à 1 mm est utilisée pour l’IHCP

relaxation de 30 ms, la courbe d’ébullition est bien décrite via l’IHCP. En revanche, pour les courbes avec un temps de relaxation de 150 ms et 300 ms, le flux critique est fortement sous-estimé et la température à laquelle le flux critique est atteint est fortement surévaluée. En effet, dans le calcul direct, le flux critique  $q_{CHF}$  est de  $3975 \text{ kW/m}^2$ , avec une surchauffe  $\Delta T_{CHF}$  de  $61 \text{ }^\circ\text{C}$ . Pour les constantes de relaxation de 150 ms et 300 ms, le flux critique est évalué respectivement à  $3736 \text{ kW/m}^2$  et  $3500 \text{ kW/m}^2$ , atteint à une surchauffe de respectivement  $96 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $150 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ce point pourrait en partie expliquer pourquoi dans certains articles une température anormalement élevée est trouvée lorsque le flux maximum est atteint [6, 71, 33, 30] après résolution d’une IHCP.

### 3.4 Conclusion

Une expérience à l’échelle du laboratoire a été menée pour étudier l’effet du sous-refroidissement sur le refroidissement d’une pièce en acier inoxydable. Les évolutions de température à  $0,0625 D$  ont été étudiées, ainsi que la vitesse de refroidissement à  $0,0625 D$  et  $0,125 D$  de la paroi. À  $0,0625 D$  de la paroi, une grande variabilité a été observée sur les vitesses de refroidissement entre les expériences, malgré des conditions expérimentales mesurées assez proches. Le refroidissement à cette distance est donc fortement influencé par de petites variations des conditions expérimentales. De plus, une différence significative de l’évolution de la température et de la vitesse de refroidissement a été constatée entre les mesures effectuées en bas et en haut de la pièce trempée. Les thermocouples placés en haut enregistrent un refroidissement initial moins rapide, possiblement dû à une eau de trempe initialement plus chaude ou aux effets de conduction dans le solide commençant à refroidir la partie supérieure de la pièce avant immersion, réduisant ainsi la sévérité du refroidissement.

À  $0,125 D$  de la paroi, la variabilité entre les expériences pour un même sous-refroidissement est bien moins importante, et les écarts entre les températures relevées en bas et en haut du cylindre sont quasi inexistantes. La conduction de chaleur dans le solide semble homogénéiser le refroidissement à cette distance. Ce résultat est rassurant pour la trempe, car au-delà de  $0,125 D$ , le métal subit un refroidissement similaire malgré de légères variations de conditions de trempe.

Il a également été observé qu’augmenter le sous-refroidissement de  $40^\circ\text{C}$  à  $60^\circ\text{C}$  entraîne une forte augmentation de la vitesse de refroidissement maximale. En revanche, entre  $40^\circ\text{C}$  et  $15^\circ\text{C}$  de sous-refroidissement, le gain en vitesse de refroidissement est moins significatif. Il existe donc un seuil de sous-refroidissement à partir duquel une augmentation supplémentaire devient moins efficace pour augmenter la vitesse de refroidissement.

Les différents biais de l’estimation du flux via la méthode des IHCP ont également été abordés pour mettre en évidence l’inefficacité de cette méthode dans le contexte de la trempe par immersion. Deux expériences numériques ont permis d’identifier plusieurs critères pour l’évaluation du flux lors de la trempe. Tout d’abord, il est crucial de placer le thermocouple à moins de 1 mm de la paroi pour limiter les effets d’amortissement et de retard, qui influencent significativement les résultats des IHCP lors de variations rapides du flux. Cette contrainte implique notamment d’utiliser des thermocouples de diamètre inférieur à 1 mm. Dans le cas de la trempe, ces variations surviennent notamment au moment de l’immersion et lors de la transition entre le régime de transition et l’ébullition nucléée.

En particulier, la transition entre un flux nul et un flux d'ébullition est mal retranscrite par la résolution de l'IHCP, notamment au début du transitoire, ce qui pourrait expliquer les différences observées dans les courbes d'ébullition obtenues par IHCP pour différentes températures initiales. Cette observation est cohérente avec les constatations faites par Gomez et al. [40]. De plus, ces effets ont tendance à surestimer le flux critique et à sous-estimer la température à laquelle il est atteint.

En utilisant des relevés de température à 1 mm de la paroi, la courbe d'ébullition est raisonnablement bien restituée pour le cas sans sous-refroidissement. En revanche, pour un sous-refroidissement de 70°C, le début du transitoire est fortement affecté, même lorsque l'IHCP est réalisé avec la température à 1 mm. Pour le reste de l'évolution du transitoire de refroidissement, cette méthode s'avère plutôt efficace.

Cependant, dans la réalité, le système de mesure est soumis à plusieurs biais, notamment le temps de réponse de ce dernier. Lorsque ce biais est pris en compte, la mauvaise estimation du flux entre le moment où ce dernier est nul et le moment où il atteint le flux lié à l'ébullition persiste au début de la phase transitoire, mais elle ne dépasse plus la valeur du calcul direct. Avec l'introduction de ce biais, le flux critique est sous-estimé et la température à laquelle il est atteint est surestimée. Ainsi, en tenant compte de ce biais, les conclusions sont inversées par rapport au cas où il n'est pas pris en compte.

Il est intéressant de noter cependant que l'IHCP réalisé avec la température relevée à 1 mm de la paroi et une constante de relaxation intrinsèque de 30 ms (correspondant à un thermocouple de 30 mm de diamètre) pour modéliser l'effet d'inertie du thermocouple, restitue bien la courbe d'ébullition pour la courbe sans sous-refroidissement. Toutefois, au tout début de la trempe, pour une surchauffe supérieure à 700°C la courbe d'ébullition est légèrement déformée par l'IHCP. Pour la courbe avec un sous-refroidissement de 30°C, le début du transitoire n'est également pas bien retranscrit avec ce modèle de thermocouple. En revanche, la majeure partie du régime en film instable, de transition et de l'ébullition nucléée reste bien estimée. Il semble donc difficile dans ces deux cas de bien déterminer le flux au début de la trempe au moment de l'immersion.

De plus, en réalité, le temps de relaxation du système de mesure entier est plus long que le temps intrinsèque du thermocouple, car il faut tenir compte de l'inertie additionnelle générée par le contact non parfait entre le thermocouple et le solide, et la relaxation des appareils d'acquisition de mesure. D'autres biais existent également, tels que le bruit expérimental et l'incertitude de positionnement des thermocouples. L'ajout de ces biais peut encore plus contraindre les choix d'instrumentations pour bien estimer le flux en paroi via une résolution d'IHCP. Cependant, cette expérience numérique simple en une dimension, prenant en compte quelques-uns de ces biais, montre que même dans une configuration simplifiée, l'obtention d'une bonne estimation du flux via l'IHCP nécessite une instrumentation contraignante.

Sans pouvoir l'affirmer définitivement, ces observations tendent à confirmer celles de Gomez et al. [40] quant à l'inefficacité de la résolution des IHCP, et à pouvoir les étendre à la trempe par immersion. De plus, la réalité étant en trois dimensions d'espace rend les IHCP encore plus complexes. Pour toutes ces raisons, il est conclu que pour les expériences présentées dans ce chapitre, il n'est pas possible d'évaluer le flux à la paroi avec précision en utilisant l'IHCP en raison de toutes les raisons évoquées précédemment. Toutefois, ce dispositif expérimental fournit tout de même des relevés de température qui pourront être utilisés pour valider des modèles de calcul et quantifier l'influence du sous-refroidissement sur le refroidissement de l'acier inoxydable SS304L.



## Chapitre 4

# Étude expérimentale et numérique d'une trempe à échelle semi-industrielle

*Ce chapitre présente une expérience de trempe dans des conditions quasi industrielles. Ces conditions impliquent que l'objet trempé a des dimensions intermédiaires entre des pièces industrielles utilisées pour la conception de composants en acier dans le circuit primaire des centrales nucléaires et celles des expériences de laboratoire. Le but est de vérifier s'il y a existence d'effets d'échelle entre la trempe de petites pièces et celle de grandes pièces industrielles et de produire des données pour la validation des codes de simulation de la trempe. Par la suite, un modèle de mécanique des fluides numériques est proposé pour simuler l'expérience en tenant compte des contraintes de l'industrie.*

### Sommaire

---

<b>4.1 Dispositif expérimental</b> . . . . .	<b>94</b>
4.1.1 Géométrie . . . . .	94
4.1.2 Instrumentation . . . . .	94
4.1.3 Protocole expérimental . . . . .	96
<b>4.2 Résultats expérimentaux</b> . . . . .	<b>96</b>
4.2.1 Déroulement de l'expérience . . . . .	96
4.2.2 Courbes de refroidissement . . . . .	97
<b>4.3 Modèle numérique</b> . . . . .	<b>100</b>
4.3.1 Équations fondamentales et modèle numérique . . . . .	100
4.3.2 Échange de chaleur lors de l'ébullition . . . . .	102
4.3.3 Géométrie, condition initiales et immersion . . . . .	105
<b>4.4 Résultats numériques</b> . . . . .	<b>107</b>
4.4.1 Formalisme des résultats . . . . .	107
4.4.2 Convergence en temps . . . . .	107
4.4.3 Convergence en maillage . . . . .	109
4.4.4 Résultats et discussion . . . . .	109
<b>4.5 Conclusion</b> . . . . .	<b>116</b>

---

## 4.1 Dispositif expérimental

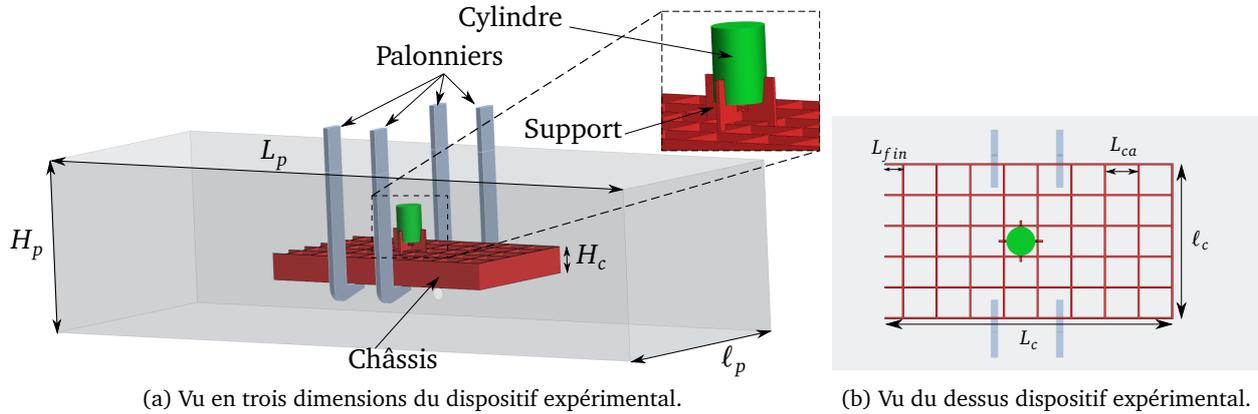


FIGURE 4.1 – Géométrie de l'expérience.

### 4.1.1 Géométrie

Pour les mêmes raisons évoquées dans le chapitre 3, l'acier inoxydable SS304L est choisi pour la trempe. Un cylindre vertical de dimension  $L/D = 1,4$  a été usiné, de sorte que ces dimensions soient de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres.  $L$  représente la longueur du cylindre et  $D$  son diamètre. Après usinage, la paroi a été polie. Ce cylindre, pesant plusieurs centaines de kilogrammes, nécessite une manutention particulière. Pour pouvoir manipuler ce cylindre avec des moyens industriels, il est posé sur un support, lui-même placé sur un châssis. Ces éléments sont décrits à la figure 4.1. Ce châssis peut être manipulé à l'aide d'une grue de levage et de quatre palonniers. Le châssis mesure  $10,1 D$  de longueur,  $5,5 D$  de largeur et  $1,1 D$  de hauteur. Il est pavé de carrés creux de dimension  $1,1 D$  séparés par une distance de  $0,06 D$ . Sur le bord gauche du châssis, comme illustré dans la figure 4.1b, le pavage est tronqué. La longueur du carré tronqué est de  $0,6 D$ .

Le volume du support et du châssis est égal à 6 fois le volume du cylindre. En revanche, la surface du support et du châssis est 36 fois plus grande que celle du cylindre, ce qui entraîne une surface d'échange de chaleur conséquente par rapport à celle de la pièce trempée. Le volume immergé des palonniers est de 1,3 fois le volume du cylindre. Enfin, comme nous le verrons plus tard, seuls le cylindre, le support et le châssis sont chauffés. Le rapport du volume d'eau au volume des éléments chauffés est de 230, ce qui permet un faible échauffement de l'eau dans la piscine lors de la trempe.

Cette dernière est rectangulaire, elle mesure  $28,095 D$  de longueur,  $6,9 D$  de hauteur et  $9,5 D$  de largeur. Il est à noter que le volume de la piscine est supérieur au volume d'eau, car le volume des éléments trempés ainsi que certaines installations présentes dans la bache ont été retirés pour le calcul du volume d'eau. L'eau présente dans la bache est de l'eau utilisée dans les processus industriels et n'est donc pas de l'eau pure. Il s'agit d'un mélange d'eau, de diverses poussières liées à l'environnement et de calamine.<sup>1</sup>

### 4.1.2 Instrumentation

Cette expérience a pour but de fournir des données de relevés de température pour valider des codes de calcul. Pour cela, 29 thermocouples ont été placés dans le cylindre. Ces thermocouples sont organisés selon quatre arrangements : un profil radial en haut, au milieu et en bas du cylindre, ainsi qu'un profil axial au centre du cylindre. Les profils obtenus en haut et en bas sont placés à  $0,1 L$  des extrémités du cylindre. Afin de repérer ces thermocouples, un repère cylindrique  $(r, \theta, z)$  est défini. Son origine est au centre de la face située en bas du cylindre. Le placement de ces thermocouples ainsi que leurs numéros et type, sont présentés à la figure 4.2, et la position de chaque thermocouple est indiquée au tableau C.2 dans l'annexe C.

Afin de limiter les biais liés à la conduction axiale des thermocouples, presque tous les thermocouples sont percés depuis les extrémités du cylindre afin de suivre les isothermes. Pour les thermocouples en haut et en bas, un simple perçage peut être réalisé. Cependant, pour les thermocouples mesurant le profil radial de température à mi-hauteur du cylindre, l'épaisseur d'acier à percer est trop importante pour être réalisée

1. Croûte d'oxydes de fer formée sur la surface d'un acier ou de la fonte lorsqu'ils sont chauffés à haute température.

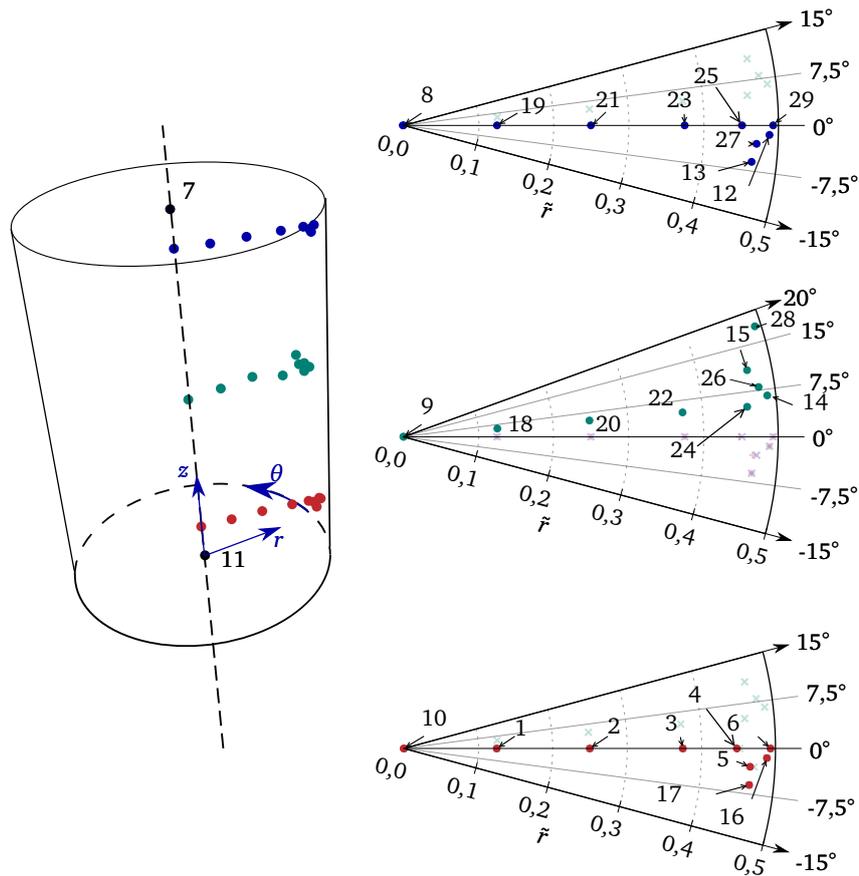


FIGURE 4.2 – Instrumentation du cylindre. Chaque point représente un thermocouple, et les numéros sont les identifiants des thermocouples.

avec un foret classique depuis l'extrémité du cylindre. Les perçages pour les thermocouples numérotés 18, 20, 22, 24, 26 et 28 ont été réalisés par électro-enfonçage. Cette technique utilise une électrode qui forme un arc électrique entre cette dernière et le métal. Cet arc permet de retirer itérativement de la matière. Comme le perçage a été réalisé sur une profondeur relativement importante, la déviation de l'électrode permettant l'électro-érosion est non négligeable. La position des thermocouples numérotés 24, 26 et 28 a donc été vérifiée avec une mesure par ultrasons pour obtenir leur position précise. Malheureusement, pour les thermocouples axiaux, il n'est pas possible de percer depuis les extrémités pour tous les placer. Seuls les thermocouples n°7 et n°11 sont percés depuis la paroi. Les perçages des autres thermocouples axiaux sont réalisés depuis la paroi latérale du cylindre. Ces perçages sont réalisés sur la paroi opposée de la région où les thermocouples qui enregistrent le profil de température radiale sont localisés.

Six thermocouples supplémentaires sont placés près de la paroi : ce sont les thermocouples numérotés de 12 à 17. Le perçage est réalisé depuis la paroi. Compte tenu des conditions expérimentales (environnement industriel), ces thermocouples ont été ajoutés au cas où les autres thermocouples proches de la paroi cesseraient de fonctionner pendant l'expérience. De plus, les thermocouples 12, 14 et 16 ont un diamètre de 0,5 mm, et les thermocouples n°13, n°15 et n°17 ont un diamètre de 1 mm. Les autres thermocouples ont un diamètre de 2 mm. Ces thermocouples ont donc un temps de réponse plus court, mais subissent un flux axial beaucoup plus important à cause du perçage réalisé perpendiculairement aux isothermes. À noter que le choix de prendre des thermocouples de 2 mm de diamètre privilégie la robustesse des thermocouples, afin qu'ils soient opérationnels pendant toute l'expérience. Tous les thermocouples sont enduits de pâte thermique pour favoriser le contact entre eux-mêmes et l'acier et assurer l'étanchéité du montage.

Les thermocouples doivent résister à une haute température pendant plus d'une journée, dans un environnement oxydant (four industriel puis refroidissement en eau). Des thermocouples de type N avec gaine en inconel et point chaud isolé ont été choisis, car ils représentent le meilleur compromis entre résistance et précision de mesure.

Une autre contrainte concerne le nombre de thermocouples. Pour pouvoir enregistrer 29 relevés de température en même temps, avec les contraintes du matériel disponible dans un environnement industriel, la fréquence d'échantillonnage est restreinte à 10 Hz.

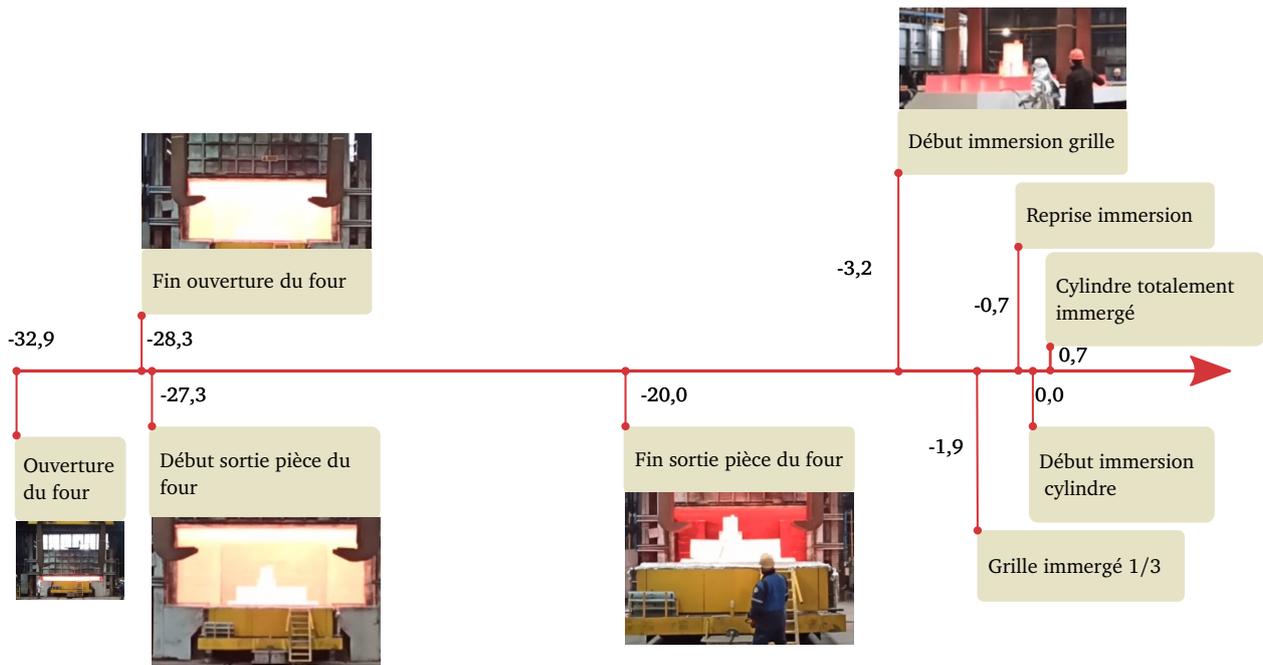


FIGURE 4.3 – Transport et trempe du cylindre en acier inoxydable. Le temps est sans dimension et correspond à 1000  $\tilde{t}$ .

### 4.1.3 Protocole expérimental

Dans un premier temps, le cylindre, son support et le châssis sont chauffés jusqu'à une température  $T_0$ . Cette chauffe respecte la cinétique de chauffe des pièces industrielles et dure environ 24 heures. La chauffe est réalisée dans un four industriel de l'usine Framatome - Le Creusot. Il s'agit d'un four avec des brûleurs à gaz conçu pour accueillir des pièces pour l'industrie nucléaire.

Une fois la chauffe effectuée, la pièce est sortie du four. Une frise chronologique illustrant les étapes de manutention avant la trempe est proposée à la figure 4.3. L'échelle de temps  $\tilde{t}$  est expliquée dans la section 4.2.2, et reprend le même formalisme que dans le chapitre 3. Tout d'abord, la pièce est transférée latéralement sur un chariot pour la sortir du four. Ensuite, les palonniers décrits à la figure 4.1 se positionnent sous le châssis. Ils sont manipulés à l'aide d'un pont roulant. L'ensemble est ensuite soulevé verticalement, puis déplacé horizontalement jusqu'à être au-dessus de la piscine de trempe.

Ensuite, le tout est descendu progressivement. Lorsque le châssis est immergé à un tiers, une petite pause est réalisée pour permettre à cette partie de refroidir avant l'immersion du cylindre. Après un temps sans dimension de  $11,5 \times 10^{-4}$ , l'immersion reprend. Le temps sans dimension à partir de ce moment pour que le cylindre soit totalement immergé est de  $7,2 \times 10^{-4}$ . L'immersion continue jusqu'à ce que le cylindre soit à mi-hauteur de la piscine de trempe. Le cylindre reste alors immergé plusieurs heures jusqu'à ce que son centre soit totalement refroidi.

## 4.2 Résultats expérimentaux

### 4.2.1 Déroulement de l'expérience

Deux expériences ont été menées afin de vérifier la reproductibilité des résultats. Dans le cas de la première expérience, le profil de température obtenu après la chauffe est très homogène dans la pièce, avec un écart maximal de quelques degrés Celsius. La manutention a été réalisée correctement, respectant le cahier des charges attendu lors d'une trempe industrielle. De même, la trempe s'est déroulée sans problème.

Pour la deuxième expérience, la chauffe s'est déroulée normalement. Toutefois, pendant le transport de la pièce entre le four et la bache de trempe, presque tous les câbles des thermocouples ont été sectionnés. Cela est dû aux conditions de manutention difficiles pour les thermocouples de cette taille et à la forte oxydation des gaines, déjà présente à la fin de la première expérience.

Malheureusement, l'instrumentation de ce cylindre a pris plusieurs mois à être réalisée en raison des difficultés techniques évoquées dans la partie 4.1.2. Combiné au coût important de ce type d'expérience,

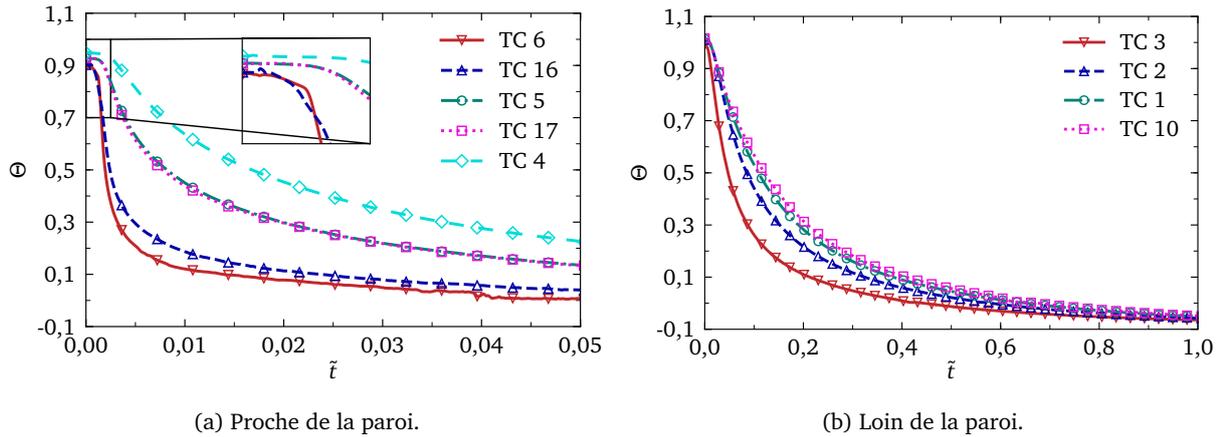


FIGURE 4.5 – Thermogramme du profil radial en bas du cylindre.

la deuxième expérience n'a pas pu être répétée. Seul un essai a été réalisé. Sans pouvoir l'affirmer avec certitude, nous avons vu dans le chapitre 3 que la répétition de trempes sur la même pièce en acier donne des résultats assez reproductibles en ce qui concerne les courbes de refroidissement à partir d'une certaine profondeur dans la pièce. Ce point peut être rassurant quant à la fiabilité des résultats obtenus par cette trempe, même si une seule expérience a été menée.

## 4.2.2 Courbes de refroidissement

### 4.2.2.1 Bas du cylindre

De la même manière que dans le chapitre 3, les résultats sont présentés sans dimension en utilisant la même convention. Ici, la température  $T_0$  et les temps  $t_{max}$  et  $t_{deb}$  diffèrent de ceux du chapitre 3. En particulier,  $t_{max}$  correspond au temps à partir duquel le thermocouple n° 30 atteint la température de saturation de l'eau à une atmosphère, et  $t_{deb}$  correspond au temps où la base du cylindre touche l'eau. L'eau dans la piscine de trempe est à une température notée  $T_{l,0}$  correspondant à un sous-refroidissement noté  $\Delta T_{sub,0}$ .

Les courbes de refroidissement sont étudiées pour les profils radiaux placés en bas, au milieu et en haut du cylindre. La figure 4.5 présente les courbes de refroidissement des thermocouples situés en bas du cylindre. Les positions des thermocouples situés en bas du cylindre sont rappelées sur la figure 4.4. Les thermocouples placés près de la paroi (figure 4.5a) subissent un refroidissement très rapide au début de la trempe. À  $\tilde{t} = 77,93 \times 10^{-3}$ , la température mesurée par le thermocouple n° 6 est à la température de saturation,  $\Theta = 0$ . Sur ce graphique, une rupture de pente au début de la trempe peut être observée sur le relevé du thermocouple n° 6. Il pourrait s'agir d'un bref instant d'ébullition en film. Cependant, sur le thermocouple n° 16, placé légèrement plus loin de la paroi, cette rupture de pente n'est pas constatée. Le perçage de ce même thermocouple est réalisé depuis la paroi arrondie du cylindre, et est donc sujet au biais de conduction axiale des thermocouples, ce qui pourrait éventuellement expliquer cette différence d'observation entre les deux thermocouples. Le thermocouple n° 5, percé depuis l'extrémité du cylindre avec un diamètre de 2 mm, et le thermocouple n° 17, percé depuis la paroi du cylindre avec un diamètre de 1 mm, sont placés à la même profondeur. Pour ces deux thermocouples, la température mesurée est identique, l'instrumentation ne semble pas influencer le résultat dans ce cas. Sur ces courbes et celle du thermocouple n° 4, il peut être remarqué que la cinétique est déjà moins rapide. Sur la figure 4.5b, qui représente les mesures effectuées en profondeur, le refroidissement est, comme attendu, beaucoup plus lent. Il faut environ 13 fois plus de temps au thermocouple n° 30 pour atteindre la température de saturation par rapport au thermocouple n° 6, qui est placé le plus près de la paroi. Cela montre que bien que l'échange de chaleur avec changement de phase soit court dans le temps, inférieur à  $\tilde{t} = 77,93 \times 10^{-3}$ , il conditionne le refroidissement du centre sur une période bien plus longue.

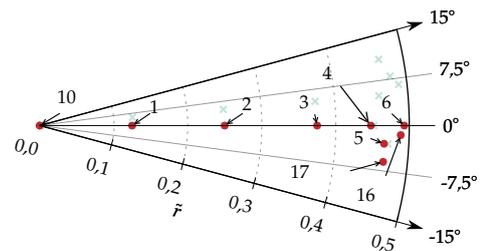


FIGURE 4.4 – Position des thermocouples en bas du cylindre.

#### 4.2.2.2 Milieu du cylindre

Les courbes de refroidissement au milieu du cylindre sont présentées sur la figure 4.7, et les positions des thermocouples au milieu du cylindre sont rappelées à la figure 4.6. À cette hauteur en particulier, il peut être surprenant de constater que les relevés des thermocouples n° 14 et n° 28 sont très différents. En effet, la différence de profondeur entre les deux thermocouples est inférieure à 2 mm et le thermocouple n° 28 est placé plus près de la paroi. Toutefois, la température mesurée par le thermocouple n° 14, d'un diamètre de 0,5 mm, est plus basse que celle mesurée par le thermocouple n° 28, d'un diamètre de 2 mm et positionné dans un perçage réalisé par enfonçage via électro-érosion. Plusieurs paramètres peuvent expliquer cela. Le thermocouple n° 14, étant percé depuis la paroi, peut subir un biais de conduction axiale non négligeable. De l'autre côté, l'instrumentation relativement difficile du thermocouple n° 28 peut entraîner un mauvais contact thermique entre le thermocouple, la pâte thermique et le cylindre. De plus, ce thermocouple ayant un diamètre plus élevé, son temps de réponse est également plus long, ce qui peut mener à une sous-estimation du refroidissement et donc une surestimation de la température. En d'autres termes, le thermocouple n° 14 surestime probablement le sous-refroidissement, tandis que le n° 28 le sous-estime probablement.

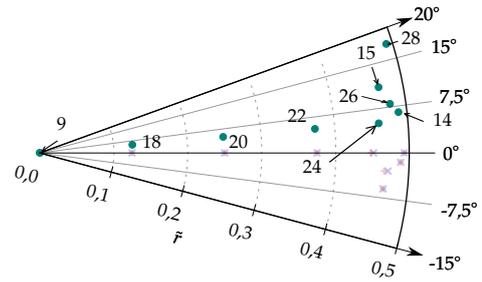


FIGURE 4.6 – Position des thermocouples au milieu du cylindre.

Le thermocouple n° 14 atteint la température de saturation à  $\tilde{t} = 262,65 \times 10^{-3}$ , soit en environ 3,4 fois plus de temps que le thermocouple n° 6, alors que ce dernier est placé légèrement plus en profondeur. Concernant le thermocouple n° 28, qui est placé quasiment à la même profondeur que le thermocouple n° 6, ce temps est de  $\tilde{t} = 223,9 \times 10^{-3}$ . Ce thermocouple met donc 2,8 fois plus de temps à atteindre la température de saturation. Il semble donc y avoir un effet géométrique très fort sur le refroidissement. De la même manière qu'un refroidissement plus lent a été observé pour les thermocouples placés plus haut dans le chapitre 3, cet effet se retrouve sur des pièces de taille semi-industrielle. De plus, dans le cas d'un cylindre, la proximité du point de mesure avec la surface latérale et l'extrémité peut favoriser un refroidissement plus important, car le ratio entre la surface trempée et le volume d'acier refroidi augmente.

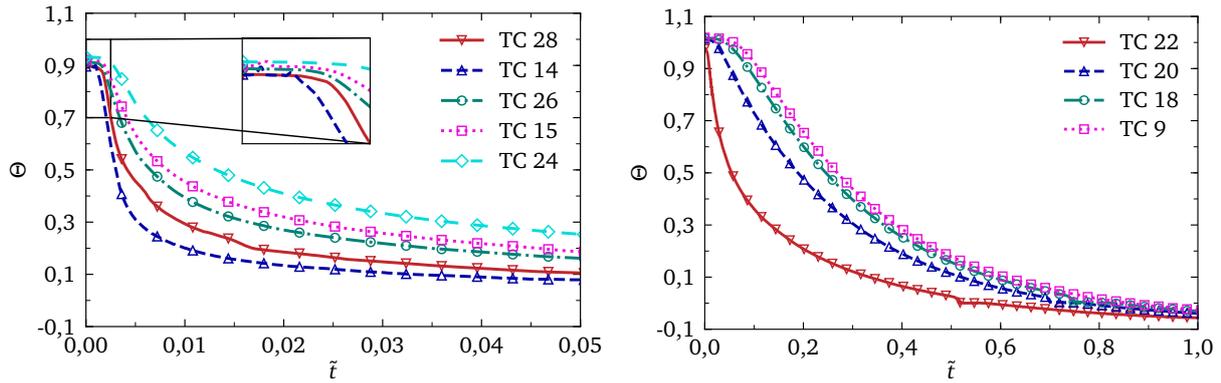
Au début de la trempe, une légère rupture de pente peut également être observée sur les mesures de températures des thermocouples n° 28 et n° 14. Cela pourrait indiquer la présence succincte d'une couche de vapeur au début de la trempe. Cependant, en l'absence d'observations visuelles, il est difficile de conclure sur cet aspect.

Pour les thermocouples situés plus en profondeur, présentés à la figure 4.7b, il est intéressant de constater une sorte de plateau pour le thermocouple n° 22 lorsque la température atteint la température de saturation,  $\Theta = 0$ . En reprenant le refroidissement de tous les thermocouples (figure 4.7c), il est constaté que ce plateau est également présent pour le thermocouple n° 28 et de manière moins significative pour les thermocouples n° 20 et n° 18. De prime abord, ce plateau pourrait être considéré comme un phénomène lié à l'ébullition, mais dans ce cas, ce plateau devrait apparaître sur tous les relevés de température. De plus, aucun plateau de ce genre n'a été constaté sur la partie basse du cylindre ni sur la partie haute. De plus, les thermocouples n° 14 et n° 15, percés depuis la paroi latérale du cylindre, ne présentent pas ces plateaux. Étant donné l'instrumentation difficile de ces thermocouples, il est possible que l'étanchéité des joints ait été rompue lors de la trempe, apportant une quantité d'eau proche du thermocouple. Le plateau pourrait être lié à la recondensation de cette dernière. Cette explication reste au stade d'hypothèse, car elle est impossible à vérifier, mais dans tous les cas, ces plateaux ne semblent pas faire partie de la physique des échanges de chaleur. La valeur de température de ces thermocouples est donc probablement peu pertinente.

#### 4.2.2.3 Haut du cylindre

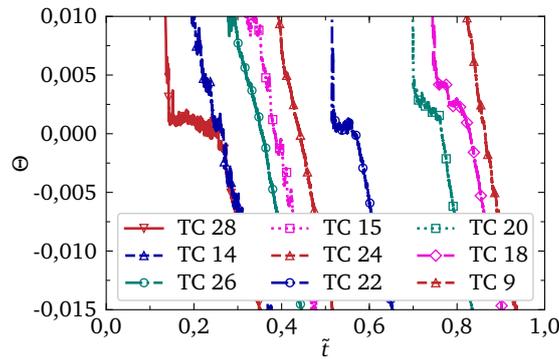
De même que pour les sections précédentes, la figure 4.9 représente les thermogrammes pour les thermocouples placés sur le haut du cylindre. Leur position est rappelée à la figure 4.8. De prime abord, il peut être intéressant de noter qu'aucune rupture de pente n'est constatée sur la figure 4.9a pour les thermocouples les plus proches de la paroi au début de la trempe. Le thermocouple n° 29, étant placé 2 mm plus proche de la paroi que le thermocouple n° 12, se refroidit significativement plus rapidement au début de la trempe, malgré un écart de position de seulement 2 mm.

Concernant la vitesse de refroidissement, le thermocouple n° 29 met un temps  $\tilde{t} = 76,8 \times 10^{-3}$  pour atteindre la température de saturation, soit un temps similaire à celui du thermocouple n° 6 placé en bas du cylindre. Ces deux thermocouples semblent avoir la même cinétique de refroidissement. Comme pré-



(a) Proche de la paroi.

(b) Loin de la paroi.



(c) Refroidissement des thermocouples lorsque la température est proche de la saturation,  $\theta = 0$ .

FIGURE 4.7 – Thermogramme du profil radial au milieu du cylindre.

cédemment, cela peut s'expliquer par la proximité de ces points de mesure avec la surface latérale et la surface à l'extrémité du cylindre. D'un point de vue thermohydraulique, on peut également considérer que la thermique de l'eau liquide joue en faveur du refroidissement de ces deux thermocouples. En effet, la face trempée en bas arrive dans une eau relativement froide, et la couche limite thermique latérale est faible.

Au milieu du cylindre, le refroidissement se fait uniquement par la face latérale, alors qu'en haut, le refroidissement se fait également par la face située à l'extrémité haute du cylindre. De plus, la couche limite thermique est plus épaisse, car toute l'eau chaude remonte sur les côtés du cylindre. Ces deux phénomènes expliquent en partie pourquoi le refroidissement au milieu du cylindre est plus lent que sur les extrémités. Concernant le refroidissement en haut, ce dernier devrait être défavorisé par la couche limite thermique qui est la plus importante à cet endroit. Cependant, le refroidissement étant similaire, il semble que ce soit l'effet géométrique qui soit déterminant pour expliquer le refroidissement plus rapide à cet endroit. Toutefois, pour vérifier ces hypothèses, il faudrait une instrumentation plus conséquente dans la partie liquide et/ou s'appuyer sur des modèles numériques.

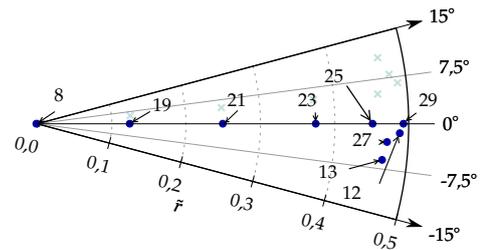


FIGURE 4.8 – Position des thermocouples en haut du cylindre.

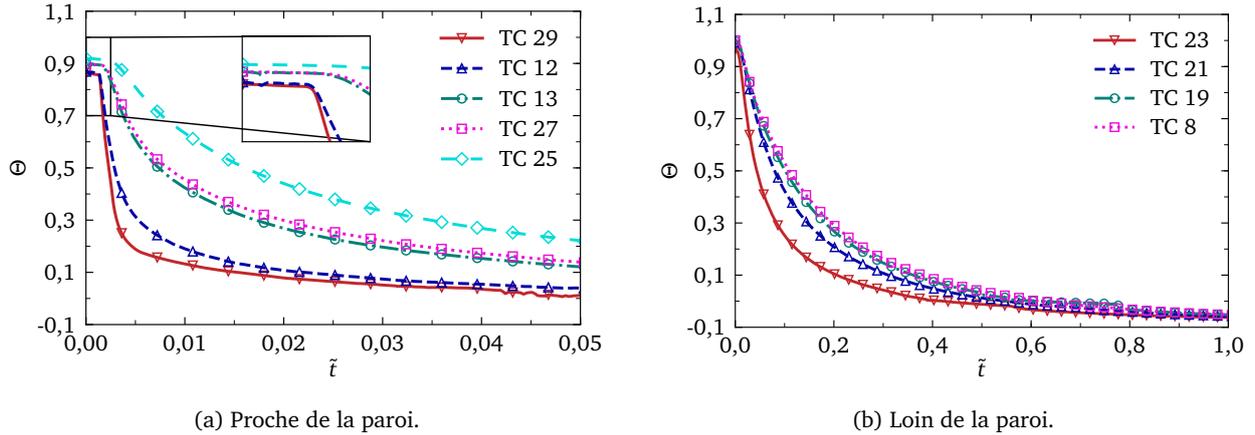


FIGURE 4.9 – Thermogramme du profil radial en haut du cylindre.

## 4.3 Modèle numérique

### 4.3.1 Équations fondamentales et modèle numérique

#### 4.3.1.1 Modèle des volumes de fluide

Le chapitre 2 a proposé une approche de simulation numérique directe. Cette dernière a pour avantage d'être très précise et de pouvoir étudier les phénomènes de l'ébullition à petite échelle. Toutefois, il n'est pas possible d'utiliser une telle approche pour des simulations sur des pièces d'acier à l'échelle industrielle. Ces pièces étant de l'ordre de grandeur du mètre et les phénomènes d'ébullition se déroulant à l'échelle micrométrique, une résolution directe serait trop coûteuse en ressource et en temps de calcul. Pour ce faire, ce modèle reprend la méthodologie appliquée dans plusieurs articles pour la simulation de la trempe [56, 58, 115]. Cette dernière consiste à résoudre l'imposition du flux à l'interface fluide-solide via des corrélations d'échange de chaleur et à simuler explicitement le fluide et le solide. Dans les articles précédemment, des modèles d'échange de chaleur sont proposés en introduisant notamment deux coefficients  $K_{burn}$  et  $K_{mf b}$  décrits dans l'équation (1.43) du chapitre 1. Ces coefficients seraient des coefficients correctifs qui prendraient en compte les effets transitoires de la trempe, les corrélations ayant été établies en stationnaire. Toutefois, il n'existe pas d'explication physique quant à leur valeur, si ce n'est que ces dernières permettent de retrouver les résultats expérimentaux. De plus, ces articles ne prennent pas en compte le régime de film instable. L'enjeu de ce chapitre est alors également de proposer un modèle d'ébullition qui prend en compte ce phénomène et s'affranchit de ces coefficients correcteurs.

Dans notre cas, le logiciel commercial STAR-CCM+ est utilisé pour résoudre ces équations. Ce logiciel dispose de plusieurs modèles pour modéliser le fluide. Les différents modèles utilisés dans la simulation seront détaillés dans la suite de ce chapitre. Le but premier de ce modèle est de prédire correctement le refroidissement de la pièce qui servira à quantifier les propriétés du métal. Toutefois, il n'est pas possible de négliger la modélisation du fluide, car la température de ce dernier est utilisée dans le calcul des corrélations d'échanges de chaleur, comme nous le verrons dans la partie 4.3.2. Un modèle Volume de Fluide (VOF) est adopté. Ce modèle permet une résolution des équations de la mécanique des fluides en ne considérant qu'une seule équation de la quantité de mouvement, de la conservation de la masse et de l'énergie, contrairement à la méthode Euler-Euler à deux fluides utilisée par Kamenicky et al. [56] qui résout ces équations pour chaque phase fluide. Toutefois, cette méthode présente également quelques inconvénients que nous verrons par la suite.

Dans le cadre du modèle VOF, la variable  $\chi_i$  représente le volume total occupé par le fluide  $i$ ,  $V_i$ , dans une cellule de volume  $V$  :

$$\chi_i = \frac{V_i}{V} \quad (4.1)$$

Par définition :

$$\sum_i \chi_i = 1 \quad (4.2)$$

Chaque grandeur thermophysique est évaluée dans ce modèle de la manière suivante :

$$\rho = \sum_i \chi_i \rho_i \quad (4.3a)$$

$$k = \sum_i \chi_i k_i \quad (4.3b)$$

$$\mu = \sum_i \chi_i \mu_i \quad (4.3c)$$

$$C_p = \frac{1}{\rho} \sum_i \chi_i \rho_i C_{p_i} \quad (4.3d)$$

Cette quantité est ensuite transportée avec une équation d'advection :

$$\frac{D\chi_i}{Dt} = -\frac{\chi_i}{\rho_i} \frac{D\rho_i}{Dt} - \frac{1}{\rho_i} \nabla \cdot (\chi_i \rho_i \mathbf{v}_{d,i}) + S_{\chi_i} \quad (4.4)$$

avec  $S_{\chi_i}$  une source éventuelle de fraction volumique de dimension 1/s et  $\mathbf{v}_{d,i}$  la vitesse de diffusion due au cisaillement entre les phases.

#### 4.3.1.2 Équation de la quantité de mouvement

Dans le modèle VOF, seule une équation de la quantité de mouvement est résolue avec les propriétés présentées à l'équation (4.3). L'objectif de cette simulation n'est pas de résoudre explicitement les interfaces de bulles, de films ou de poches de vapeur, mais plutôt d'obtenir une concentration volumique moyenne de la vapeur dans chaque cellule. Ainsi, aucune interaction dynamique entre les phases n'est considérée. Par souci de cohérence avec la section 4.3.2, les forces de cisaillement entre les phases sont également négligées. Bien que ce modèle ne permette pas d'apprécier les effets fins liés à l'écoulement de la vapeur et à la couche limite dynamique autour du cylindre, son objectif est de permettre la modélisation numériques de trempe sur des configurations industrielles, nécessitant une simplification du modèle physique. De plus, les échanges de chaleur sont imposés à l'aide de corrélations (voir section 4.3.2), et le paramètre d'importance de la simulation est le refroidissement dans le solide. Avec ces hypothèses, l'équation de la quantité de mouvement dans le fluide, en considérant une masse volumique variant avec la température, est donnée par :

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot (\mathbf{u} \underline{\underline{I}})) + \rho \mathbf{g} \quad (4.5)$$

Ensuite, un modèle de turbulence de type URANS est utilisé pour modéliser numériquement celle-ci. Ces équations utilisent une version moyennée de la vitesse, où celle-ci est décomposée en deux composantes :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (4.6)$$

où  $\bar{\mathbf{u}}$  est la valeur moyenne de la vitesse et  $\mathbf{u}'$  est la fluctuation turbulente aléatoire. Il est souvent simplifié que cette valeur est la moyenne temporelle de la vitesse. Ceci est vrai si l'on s'intéresse à des cas stationnaires. En réalité, elle correspond à la valeur moyenne de la vitesse si l'expérience était répétée un nombre infini de fois. Autrement dit, pour chaque vitesse,  $\bar{\mathbf{u}}$  est définie comme :

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{u}^{(n)}(\mathbf{x}, t) \quad (4.7)$$

avec  $N$  le nombre total d'expériences et  $\mathbf{u}^{(n)}(\mathbf{x}, t)$  la vitesse à un point et un instant de l'expérience  $n$ . En appliquant ce modèle à l'équation (4.5), l'équation de la quantité de mouvement est modélisée par :

$$\rho \frac{D\bar{\mathbf{u}}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \left[ 2\mu \left( \underline{\underline{\nabla \bar{\mathbf{u}}}} + \underline{\underline{\nabla \bar{\mathbf{u}}}}^T \right) \right] + \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \underline{\underline{I}})) - \nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}) + \rho \mathbf{g} \quad (4.8)$$

Le terme en bleu sarcelle est simplement  $\nabla \cdot (2\mu \underline{\underline{D}})$  calculé avec la vitesse moyenne. Ce modèle inclut également le tenseur de Reynolds, représenté en rouge dans l'équation. Ce tenseur de Reynolds est nul en l'absence de turbulence ( $\mathbf{u}' = 0$ ), mais nécessite des modèles pour être calculé dans le cas contraire. Dans notre cas, le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  de Jones and Launder [53], dans sa version réalisable (*realizable*)

[106], est choisi pour calculer ce terme. Ce modèle de turbulence a été développé pour des écoulements monophasiques et n'est donc pas tout à fait adapté aux cas des écoulements diphasiques. Cependant, le code commercial STAR-CCM+ dans sa version 2021 ne permet pas d'utiliser de modèle de turbulence parfaitement adapté aux écoulements diphasiques. Toutefois, dans notre cas, l'écoulement est monophasique lorsque l'ébullition est terminée et qu'il ne reste plus de vapeur dans le domaine de simulation.

#### 4.3.1.3 Équation de la conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse est quasi identique à la formulation classique, à l'exception qu'il peut y avoir des transferts de masse entre les différentes phases. Dans notre cas, ces transferts sont liés aux changements de phase entre la phase vapeur et liquide. La conservation de la masse s'écrit alors comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{\mathbf{u}}) = S \quad (4.9)$$

où  $S$  est la source volumique de changement de phase lié aux phénomènes d'ébullition en  $kg/m^3/s$ . Cette source peut s'écrire comme :

$$S = (\dot{m}_{\ell \rightarrow v} - \dot{m}_{v \rightarrow \ell}) \delta_{\Gamma} \quad (4.10)$$

où  $\delta_{\Gamma}$  est la fonction de Dirac d'unité  $1/m$ , valant un aux interfaces liquide-vapeur et zéro sinon,  $\dot{m}_{v \rightarrow \ell}$  est le débit massique de condensation et  $\dot{m}_{\ell \rightarrow v}$  le débit massique de vaporisation.

#### 4.3.1.4 Équation de l'énergie

Comme un changement de phase est considéré ici, il est essentiel d'intégrer l'enthalpie de changement de phase dans le modèle numérique afin que l'eau liquide puisse se transformer en vapeur. En particulier, il est nécessaire que l'eau liquide ne dépasse pas la température de saturation. Pour cela, l'équation de la chaleur doit inclure une source de chaleur volumique pour modéliser l'énergie nécessaire au changement de phase, qui ne contribue pas à l'élévation de la température. Cette source de chaleur volumique est définie comme :

$$q_V = -S h_{\ell \rightarrow v} \quad (4.11)$$

De plus, dans notre modèle, on ne considère pas les termes de cisaillement entre les phases liquides et vapeurs. La masse volumique est également considérée comme dépendant polynomialement de la température. L'équation de la chaleur résolue par le code STAR-CCM+ avec une masse volumique variable et un modèle VOF est alors :

$$\rho C_p \frac{D T}{D t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \underline{\underline{\mathbf{u}}} : \left( 2\mu \underline{\underline{\mathbf{D}}} \right) + \underline{\underline{\mathbf{u}}} : \left[ \lambda \nabla \cdot \left( \underline{\underline{\mathbf{u}}} \right) \right] + q_V \quad (4.12)$$

Avec cette formulation, il n'est pas possible dans une cellule où il y a présence de vapeur et de liquide de déterminer individuellement la température de l'un ou de l'autre. Seul un bilan d'énergie sur toute la cellule est effectué, sans distinction de phase.

### 4.3.2 Échange de chaleur lors de l'ébullition

Pour fermer notre modèle, il reste à définir l'échange de chaleur à la paroi solide-fluide ainsi que le débit de changement de phase. Pour modéliser l'échange de chaleur à la paroi pour chaque régime d'ébullition, des corrélations établies en régime stationnaire sont utilisées. La plupart de ces corrélations ont été présentées dans le chapitre 3, section 3.3.3. Notre modèle inclut également le régime de film instable dans la courbe d'ébullition. Toutes ces corrélations dépendent de la température de paroi du solide,  $T_w$  et de la température du liquide en dehors de la couche limite thermique,  $T_l$ . Dans ce modèle, ces deux températures sont déterminées à l'aide des modèles numériques présentés dans la section précédente. Il y a donc un couplage fort entre la résolution numérique des équations de conservation et le flux thermique imposé à l'interface liquide-solide.

Pour le régime d'ébullition en film, ce dernier est modélisé avec la corrélation de Shiotsu and Hama [107] qui est valable pour des cylindres positionnés verticalement, et prend en compte l'effet du sous-refroidissement dans l'échange de chaleur. Il doit être tout de même noté que cette corrélation a été vérifiée expérimentalement avec des cylindres de 3 mm de diamètre et 180 mm de hauteur, ce qui est loin des dimensions du cylindre utilisé dans l'expérience décrite dans ce chapitre. De plus, la corrélation a été

comparée à des résultats expérimentaux pour des sous-refroidissements valant au maximum 60 °C dans le réfrigérant R113. Toutefois, les auteurs concluent que la corrélation, en comparaison avec les résultats expérimentaux, a une précision de l'ordre de  $\pm 20\%$ . La plupart des corrélations étant établies sur des objets de petites tailles, l'utilisation de cette corrélation, dans notre cas, impose de l'extrapoler pour des tailles plus grandes, mais également des sous-refroidissements plus importants. Cette corrélation est appliquée si la température du mur,  $T_w$ , est plus grande que la température minimum d'ébullition en film  $T_{mfb}$ . Cette dernière est estimée en utilisant la corrélation de Carbajo [18], décrite dans la section 1.3.2.2 à l'équation (1.32), avec le paramètre  $\gamma \frac{e_\ell}{e_w} = 2,2$ . Cette valeur correspond à la moyenne des valeurs de ce paramètre obtenues expérimentalement pour de l'acier inoxydable oxydé<sup>2</sup> trempé dans de l'eau. Pour rappel, cette corrélation prend en compte les effets de sous-refroidissement, d'état de surface, et de convection forcée. De même que pour la corrélation de Shiotsu and Hama [107], cette corrélation a été établie pour des cylindres ayant des dimensions plus petites et pour des sous-refroidissements moins importants, elle est donc extrapolée dans notre cas.

Comme le régime de film instable est pris en compte, la même approche que celle de la section 3.3.3 est utilisée : le flux pendant l'ébullition en film instable, ou *Unstable Film Boiling* (UFB),  $q_{ufb}$ , est égal au flux du régime de transition évalué (voir équation (4.14)) à la température limite de surchauffe thermodynamique de l'eau  $T_{shl}$  :

$$q_{ufb} = q_{trans}(T_{shl}) \quad (4.13)$$

Ce flux est imposé lorsque la température est inférieure à la température minimum d'ébullition en film,  $T_{mfb}$  et supérieure à la température maximale de surchauffe de l'eau, déterminée par Pavlov and Skripov [87] comme valant  $T_{shl} = 575$  K à un bar. Cependant, cette modélisation du flux pose un problème de discontinuité entre la fin du régime d'ébullition en film et le début du régime d'ébullition en film instable. Pour assurer la continuité, une zone de transition de 5°C est définie. Cette transition est valable lorsque la température murale  $T_w$  est comprise entre  $]T_{mfb}-5; T_{mfb}]$ . Dans cette zone le flux est interpolé linéairement.

Pour le régime de transition, une approche plus classique est utilisée avec une interpolation linéaire. Ainsi, le flux lors du régime de transition est calculé comme suit :

$$q_{trans} = \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}} q_{mfb} + \left(1 - \frac{T_w - T_{chf}}{T_{mfb} - T_{chf}}\right) q_{chf} \quad (4.14)$$

Ce régime est considéré pour des températures inférieures à  $T_{shl}$  et supérieures à la température de flux critique,  $T_{chf}$ . Cette dernière est évaluée avec la corrélation de Carbajo [18] présentée à l'équation (3.12) qui prend en compte le sous-refroidissement. Cette corrélation a été développée pour des cylindres positionnés verticalement, mais de plus petites tailles que celui utilisé dans notre expérience. En revanche, la corrélation a été comparée à des données expérimentales où le sous-refroidissement était au maximum de  $\approx 76^\circ\text{C}$ . Le flux critique est quant à lui évalué avec la corrélation de l'échange de chaleur d'ébullition en film évalué à la température du flux critique. Des corrélations sur la valeur du flux critique existent [72], mais ce choix a été fait pour garantir la continuité de la courbe d'ébullition entre le régime d'ébullition nucléée et le flux critique.

Pour l'ébullition nucléée, la corrélation de Rohsenow [98] est utilisée, car elle permet de décrire avec une bonne précision le flux thermique lors de l'ébullition nucléée [124, 91, 92]. La prise en compte du sous-refroidissement dans cette corrélation a été décrite dans le chapitre 1 à l'équation (1.48). Cette relation est appelée ci-dessous :

$$q_w = q_{\text{Rohsenow}} + q_{nc} \quad (4.15)$$

L'expression du flux  $q_{\text{Rohsenow}}$  a été définie à l'équation (1.47). Son expression est :

$$q_{\text{Rohsenow}} = \left(\frac{1}{C_{sf}}\right)^{1/r} \text{Pr}_\ell^{-s/r} \left(\text{Ja}_{sup} \frac{C_{pl}}{C_{pv}}\right)^{1/r} \frac{\mu_\ell h_{\ell \rightarrow v}}{L_{cap}^{1/2}} \quad (4.16)$$

Dans notre cas, le paramètre  $C_{sf}$  est pris égal à 0,02 pour le couple solide-fluide acier-eau [19]. Cette valeur a été déterminée pour un cylindre positionné horizontalement, ce qui diffère de notre géométrie.

Le flux thermique convectif généré par l'échange de chaleur monophasique entre le solide et la phase liquide présente lors de l'ébullition nucléée,  $q_{nc}$ , peut être évalué à l'aide de corrélations, mais peut également être résolu numériquement assez aisément dans un écoulement monophasique en utilisant une loi de

2. Le terme *inoxydable* est un abus de langage, ces aciers sont plus résistants à l'oxydation, mais peuvent quand même s'oxyder dans certaines conditions.

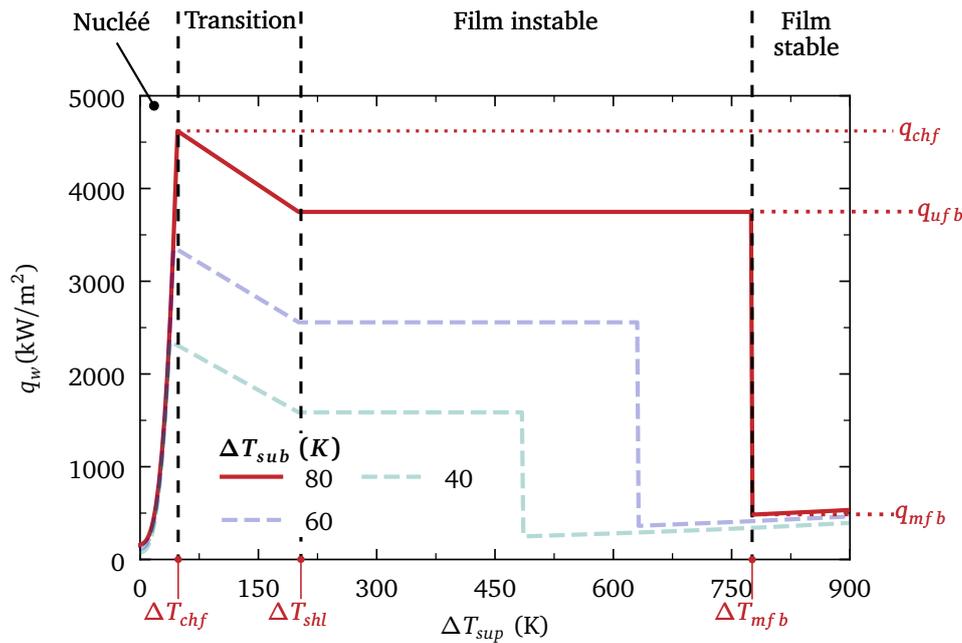


FIGURE 4.10 – Modèle de la courbe d'ébullition utilisé dans le modèle numérique. Les annotations se réfèrent à la courbe avec un sous-refroidissement de 80°C.

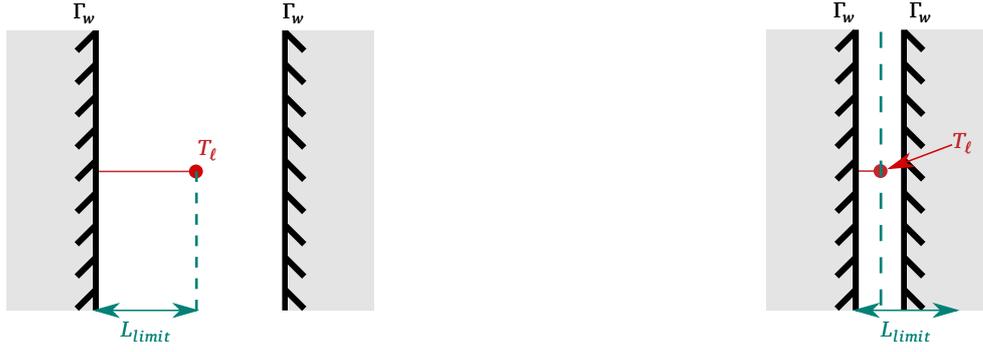
paroi. Le logiciel STAR-CCM+ peut résoudre les échanges de chaleur entre un solide et un fluide de cette manière, et il est possible de récupérer la valeur de ce flux, même si un autre flux est imposé à l'interface. Lorsque le régime d'ébullition nucléée est atteint, il n'y a quasiment plus de fraction de vapeur dans les cellules proches de la paroi. Le flux calculé par le logiciel STAR-CCM+, qui n'est pas le flux imposé dans la simulation, est alors très proche de celui d'un écoulement monophasique. La valeur de  $q_{nc}$  est alors prise égale à ce flux calculé par le logiciel de simulation. Cela permet d'avoir une estimation dépendante de la géométrie et de l'écoulement local. De plus, lorsque la température de l'interface solide devient inférieure à la température de saturation, c'est ce flux qui sera imposé. Cela permet donc également la continuité du flux entre ébullition nucléée et échange de chaleur purement monophasique.

Afin de visualiser la courbe d'ébullition, le terme d'échange de chaleur lié à la convection naturelle lors de l'ébullition nucléée, défini dans l'équation (1.48), est évalué avec la corrélation de Churchill and Chu [24]. Pour un sous-refroidissement de 80°C, la courbe du modèle avec prise en compte du régime de film instable est tracée à la figure 4.10. Les annotations sur cette figure se réfèrent à ce sous-refroidissement. Deux autres courbes en transparence permettent de comparer le modèle pour d'autres sous-refroidissements.

La température du liquide,  $T_l$ , nécessaire aux calculs des corrélations, est évaluée dans le fluide à une distance normale à la paroi de  $0,233 D$ , en supposant que la couche limite thermique est inférieure à cette distance. Cette hypothèse sera validée après chaque calcul, en analysant la fonction distance par rapport à la paroi et en vérifiant si elle atteint  $L_{limit} = 0,233 D$ . Cette température est très importante, car les corrélations utilisées pour modéliser l'échange de chaleur y sont fortement dépendantes. La figure 4.11a illustre cette situation. Toutefois, une exception existe pour le cas représenté à droite sur la figure 4.11b : lorsque deux parois solides se font face à une distance inférieure à  $L_{limit}$ , aucune isovaleur de la fonction distance n'est présente entre elles. Dans ce cas, la température est prise au milieu de la distance entre les parois.

Le débit de changement de phase  $\dot{m}_v$  est le paramètre le plus complexe à évaluer avec ce modèle, en particulier le débit de condensation  $\dot{m}_{v \rightarrow l}$ . Dans un modèle Euler-Euler, où les températures liquide et vapeur sont connues, il est plus facile d'approximer ce débit de vaporisation. Cependant, dans notre cas, seule une température est calculée. Initialement, le débit de condensation est considéré comme nul en raison de sa difficulté d'évaluation. Le terme source de changement de phase  $S$  ne dépend plus alors que des phénomènes d'ébullition. Dans cette première approche, la prise en compte du changement de phase lors de l'ébullition permet d'éviter d'avoir de l'eau liquide avec une température supérieure à sa température de saturation, ce qui fausserait fortement l'estimation de la couche limite thermique. Cependant, ne pas modéliser la condensation influence la thermique, car l'énergie utilisée pour la vaporisation n'est pas retransmise au liquide après que la vapeur a été condensée.

Pour modéliser la vaporisation de l'eau liquide, l'hypothèse formulée par Kamenicky et al. [56] est reprise pour tous les régimes sauf l'ébullition nucléée. Ce modèle part de la description physique que le



(a) Distance entre deux parois supérieure à  $L_{limit}$ .

(b) Distance entre deux parois inférieure à  $L_{limit}$ .

FIGURE 4.11 – Évaluation de la température liquide prise en compte dans le calcul des corrélations utilisées dans le modèle numérique de trempe.

flux thermique transmis du solide vers le fluide peut servir à vaporiser de l'eau liquide, à la chauffer ou à chauffer la vapeur. L'hypothèse est alors de considérer que ce flux thermique sert uniquement à chauffer la vapeur ou à vaporiser l'eau liquide. La partie servant à chauffer la vapeur est déterminée en pondérant ce flux par la fraction volumique de vapeur, et la partie du flux servant à vaporiser l'eau liquide est déterminée en pondérant ce flux thermique par la fraction volumique de liquide. Ainsi, la source de changement de phase,  $S$  défini à l'équation (4.17) est approximée par :

$$S \approx \chi_\ell \frac{q_w}{h_{\ell \rightarrow v}} \delta_\Gamma \quad (4.17)$$

La vaporisation est ensuite supposée se produire uniquement dans la première maille fluide à l'interface fluide-solide. Le terme  $\delta_\Gamma$  est alors approximé comme :

$$\delta_\Gamma \approx \frac{S_{cell}}{V_{cell}} \quad (4.18)$$

avec  $S_{cell}$  la surface de l'interface fluide-solide de la cellule et  $V_{cell}$  le volume de la première cellule fluide adjacente à cette interface. Le terme source de changement de phase dans notre modèle, hors ébullition nucléée, est alors défini par :

$$S \approx \chi_\ell \frac{q_w S_{cell}}{h_{\ell \rightarrow v} V_{cell}} \quad (4.19)$$

Dans le cas de l'ébullition nucléée, grâce à la formulation de l'équation (4.15) représentant le transfert de chaleur présenté, ce débit de vaporisation peut être plus précisément calculé :

$$S \approx \frac{q_{Rohsenow} S_{cell}}{h_{\ell \rightarrow v} V_{cell}} \quad (4.20)$$

où le terme  $q_{Rohsenow}$ , défini à l'équation (1.47), remplace  $q_w$  de l'équation (4.19). En particulier, la contribution de l'échange convectif monophasique lors de l'ébullition nucléée n'est pas prise en compte dans la source de changement de phase, comme elle n'y contribue pas.

### 4.3.3 Géométrie, condition initiales et immersion

#### 4.3.3.1 Géométrie et conditions limites

La géométrie est la même que celle présentée à la figure 4.1. Bien que les palonniers se réchauffent légèrement pendant le transport, sauf les parties en contact avec le châssis qui subissent une augmentation significative de température, il est décidé de ne pas modéliser la physique des échanges de chaleur dans ces derniers afin de réduire le nombre de mailles et donc le temps de calcul. Cette hypothèse ne devrait pas affecter les résultats, étant donné la faible partie de ces palonniers chauffée par conduction depuis le châssis et leur éloignement par rapport à la pièce trempée. Toutefois, une condition de non-glissement est imposée pour bien modéliser l'écoulement autour d'eux. Le châssis, le support et le cylindre, qui ont été chauffés, sont maillés intégralement. Une condition de non-glissement est imposée sur leur surface et le flux thermique y est imposé tant que la surface est plus chaude que la température de saturation. Lorsque

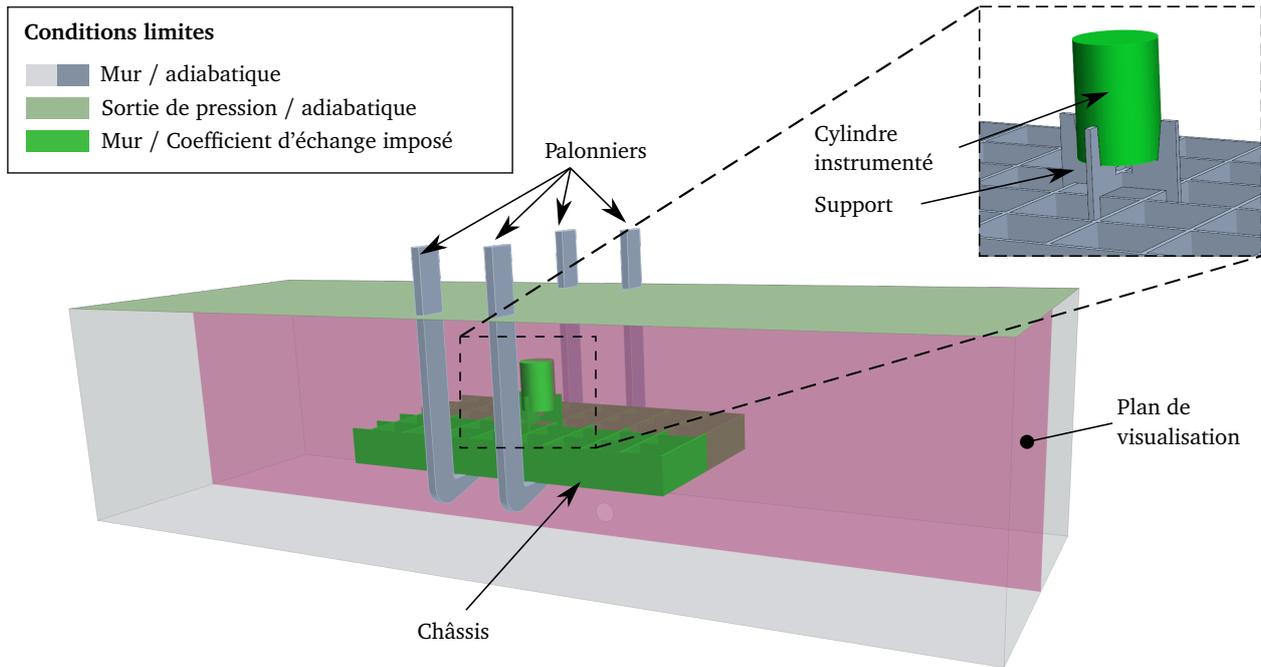


FIGURE 4.12 – Conditions limites pour la simulation de trempe à échelle semi-industrielle.

la température de surface est inférieure à la température de saturation, la résolution de l'échange de chaleur se fait via la résolution de la couche limite de manière classique avec les modèles numériques évoqués précédemment. La piscine de trempe est également modélisée intégralement. Les propriétés de l'eau liquide dépendent de la température, à l'exception de la capacité calorifique qui est considérée constante à 4184,1 J/kg/K. Les propriétés thermophysiques de la vapeur dépendent toutes de la température. Les parois de la piscine sont considérées adiabatiques et une condition de non-glissement est imposée sur celles-ci. Pour modéliser la surface libre de l'eau de la piscine, une sortie de pression adiabatique est considérée. Cette condition limite permet également d'évacuer la vapeur générée lors de la simulation.

#### 4.3.3.2 Condition initiales et immersion

Lors de l'expérience, une phase de transport est opérée pour amener la pièce du four, où elle a été chauffée, à la piscine de trempe. Les conditions de température pour le cylindre ne sont pas homogènes à une température  $T_0$ , car pendant le transport, les parois de la pièce ont déjà été refroidies. Pour simuler cette phase de manutention, des méthodes de calcul industriel ont été utilisées, mais ne seront pas abordées ici. Toutefois, ces méthodes permettent d'estimer correctement le refroidissement de la pièce pendant cette phase de transition et de définir les conditions initiales du calcul de trempe.

Afin de réduire le temps de calcul, la phase d'immersion n'est pas modélisée explicitement, la pièce est directement positionnée dans l'eau dans la simulation. Pour prendre tout de même en compte les effets d'immersion, le coefficient imposé en paroi est pris comme celui pour un échange métal-air tant que la pièce n'est pas immergée dans l'expérience réelle. Par exemple, si au temps  $t_1$  de l'expérience la pièce n'est pas encore immergée, alors dans la simulation, le flux imposé en paroi au temps  $t_1$  est pris comme celui d'un échange métal-air. Le coefficient d'échange métal-air a été estimé empiriquement sur plusieurs expériences similaires menées dans ces conditions. Si, en revanche, pour un temps  $t_2$ , la pièce est localement immergée dans l'expérience, alors à cette localisation dans la simulation, les corrélations présentées dans la partie 4.3.2 sont imposées jusqu'à ce que la température de la paroi soit inférieure à la température de saturation. Ce choix de méthode de simulation de l'immersion permet de se passer d'un modèle à trois phases fluides (eau liquide, vapeur et air), mais présente quelques biais.

Tout d'abord, lorsqu'une partie du cylindre est considérée comme étant en contact avec de l'air, le flux imposé évacue de l'énergie du cylindre vers le fluide près de l'interface. Dans la réalité, cette énergie serait évacuée dans l'air, mais comme dans notre simulation, le cylindre est déjà placé dans la piscine, ce flux s'évacue dans le liquide. Cela génère un échauffement de l'eau qui ne se produit pas dans la réalité. De plus, dans notre modèle, lors de la phase d'immersion, notre pièce est déjà placée dans la piscine. Donc,

quand les parois en bas du montage commencent à être considérées comme étant en contact avec de l'eau, elles relâchent leur chaleur dans le bas de la piscine de trempe. En réalité, cette chaleur est relâchée en haut de la bache de trempe. De même, une partie de la vapeur est générée en haut de la bache de trempe et peut donc quitter cette dernière, emportant avec elle toute l'énergie qu'elle contient. Il est évident qu'une modélisation explicite de l'immersion est plus proche de la réalité, mais serait plus couteuse en temps de calcul. Cette première approche de la modélisation de l'immersion est donc choisie, car elle permet de simuler la trempe dans un temps raisonnable par rapport aux exigences industrielles. Toutefois, cette représentation non explicite de l'immersion sera discutée dans la section 4.4.4.

## 4.4 Résultats numériques

### 4.4.1 Formalisme des résultats

Contrairement à la partie expérimentale de ce chapitre, les résultats sans dimension présentés sont définis comme suit. La température sans dimension  $\Theta$  est définie comme :

$$\Theta = \frac{T + (T_{exp,0} - T_{sim,0}) - T_{sat}}{T_0 - T_{sat}} \quad (4.21)$$

Le terme  $(T_{exp,0} - T_{sim,0})$  représente l'écart de température entre l'expérience et la simulation à l'instant initial du début de la trempe. Comme le transport en air a été simulé et que cette simulation sert de condition initiale à la trempe, il existe déjà un premier écart lié à cette simulation. Afin de ne pas confondre cet écart avec un écart dû à la simulation de trempe, l'ajout du terme  $(T_{exp,0} - T_{sim,0})$  permet de partir de la même température dans l'exploitation des résultats. La température  $T_0$  est quant à elle la température obtenue à la fin de la chauffe. Toutefois, pour l'évaluation des températures de paroi, comme il n'existe pas de données expérimentales, elles seront définies comme :

$$\Theta = \frac{T - T_{sat}}{T_0 - T_{sat}} \quad (4.22)$$

Le temps sans dimension est défini comme :

$$\tilde{t} = \frac{t - t_{deb}}{t_{sim}} \quad (4.23)$$

où  $t_{deb}$  est le temps à partir duquel le bas du cylindre commence à être immergé, et  $t_{sim}$  le temps physique total simulé. Le rapport entre ce temps et le temps à partir duquel le thermocouple n° 30 atteint la température de saturation de l'eau à une atmosphère est de 23,18. En d'autres termes, seul le dénominateur dans l'expression de  $\tilde{t}$  est modifié par rapport à la partie expérimentale.

### 4.4.2 Convergence en temps

Le logiciel STAR-CCM+ est également utilisé pour générer le maillage. Sur des géométries industrielles, plusieurs paramètres locaux doivent être appliqués au maillage pour obtenir un maillage adéquat étant donné la géométrie complexe. Dans notre cas, la convergence du maillage en espace est recherchée, notamment pour le refroidissement côté solide. Une première étude de convergence temporelle est réalisée avec un maillage où l'épaisseur de la plus petite maille côté solide est de  $\Delta x_{\Gamma_w} = 2,38 \times 10^{-3}D$ . Une sensibilité sur le maillage sera effectuée par la suite. Le pas de temps est alors défini comme :

$$\Delta t = C_\alpha \frac{\Delta x_{\Gamma_w}^2}{k} \quad (4.24)$$

Plusieurs valeurs de  $C_\alpha$  ont été choisies pour mener l'étude de convergence temporelle : 1,0, 0,1, 0,05. Pour chacune de ces valeurs, une simulation a été réalisée et les températures de paroi calculées le long de l'axe des thermocouples en bas, au milieu et en haut du cylindre sont comparées pour vérifier la convergence en temps. Conformément aux règles évoquées dans la partie 4.4.1, les résultats sont présentés sans dimension. Toutefois, une nuance sera apportée dans la mise sans dimension des données pour les comparer aux résultats expérimentaux, point qui sera abordé dans la section 4.4.4. Les températures sont représentées à la figure 4.13. Il semble que le critère  $C_\alpha = 1,0$  mène déjà à une convergence numérique, car la prédiction de température de paroi n'est pas très éloignée des courbes avec un pas de temps plus petit. Toutefois, des oscillations numériques peuvent être observées à partir de  $\tilde{t} \approx 0,15$ .

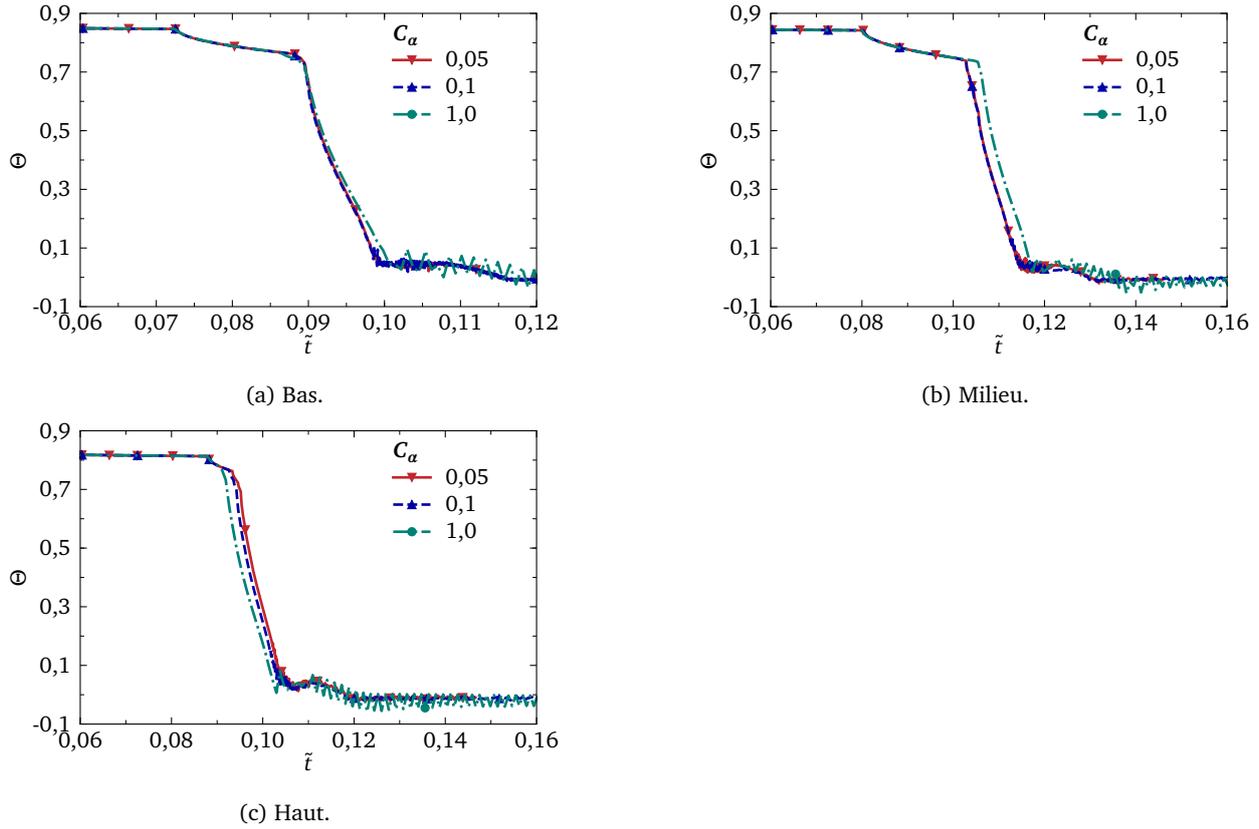


FIGURE 4.13 – Évolution de la température de paroi en bas, au milieu et en haut du cylindre pour différentes valeurs de  $C_\alpha$ .

Localisation	$C_\alpha$	Écart absolu moyen	Écart relatif moyen
Bas du cylindre	0,05	réf.	réf.
	0,1	$3,57 \times 10^{-3}$	1,86 %
	1,0	$13,49 \times 10^{-3}$	9,16 %
Milieu du cylindre	0,05	réf.	réf.
	0,1	$3,60 \times 10^{-3}$	7,24 %
	1,0	$46,02 \times 10^{-3}$	39,62 %
Haut du cylindre	0,05	réf.	réf.
	0,1	$36,43 \times 10^{-3}$	13,33 %
	1,0	$105,56 \times 10^{-3}$	29,43 %

TABEAU 4.1 – Convergence de la température de paroi pour différentes valeurs de  $C_\alpha$ .

De manière plus quantitative, l'écart absolu moyen pour la simulation avec  $C_\alpha = 0,05$ , par rapport aux autres valeurs de  $C_\alpha$ , ainsi que l'écart relatif moyen temporellement, sont présentés dans le tableau 4.1. Ces écarts sont évalués entre le moment où l'eau touche la paroi jusqu'à la fin de la chute rapide de température. À la lumière de ces résultats, il semble que le paramètre  $C_\alpha = 0,1$  offre une convergence temporelle satisfaisante pour ce maillage, en ce qui concerne la température de paroi. Cette valeur sera retenue comme critère de convergence temporelle pour la suite de l'étude. Une analyse plus détaillée des résultats sera présentée sur le cas convergé.

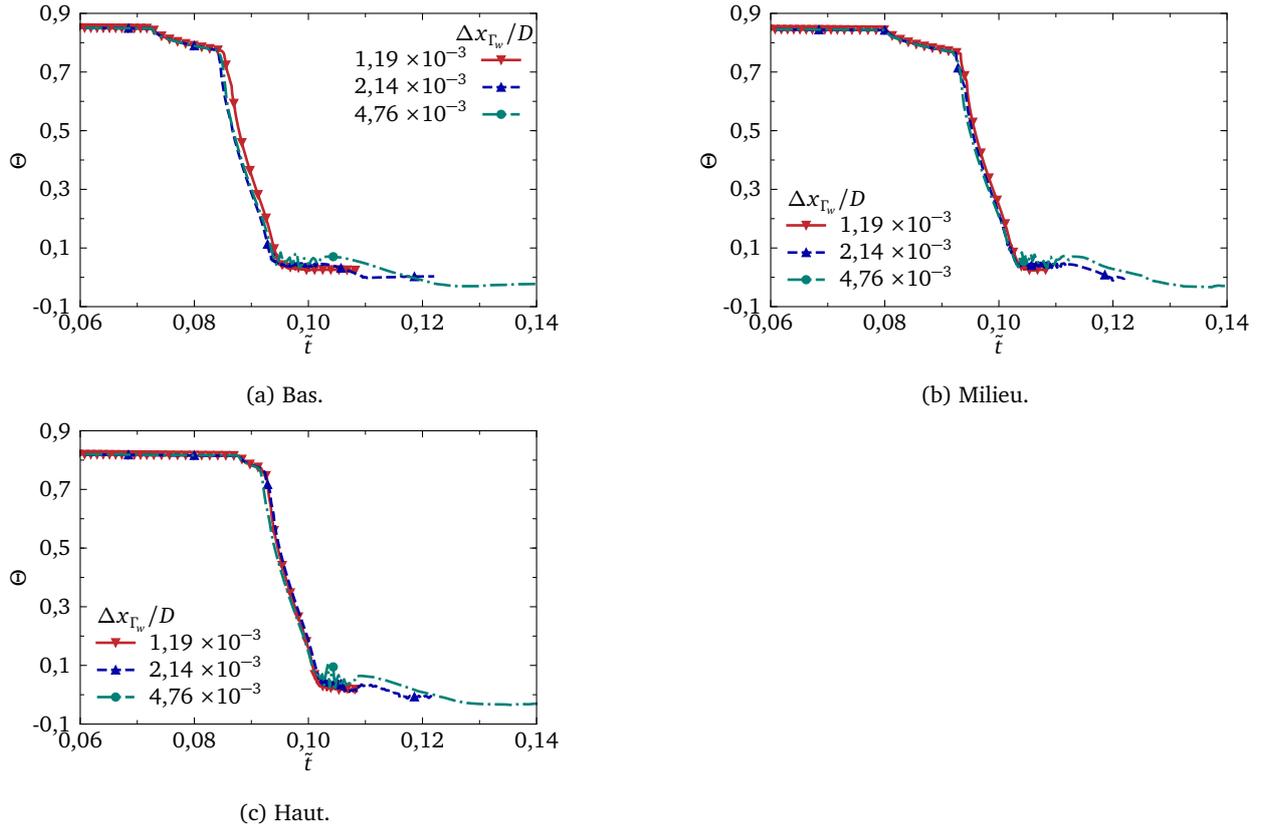


FIGURE 4.14 – Évolution de la température de paroi en bas, au milieu et en haut du cylindre pour différentes valeurs de  $\Delta x_{\Gamma_w}$ .

#### 4.4.3 Convergence en maillage

Dans un second temps, la convergence en maillage est réalisée. Pour ce faire, le critère de convergence temporelle décrit dans la section 4.4.2 est employé. Comme il s'agit d'un maillage non structuré avec plusieurs paramètres de raffinement, l'étude de convergence se concentre principalement sur la taille de la maille solide adjacente au fluide, notée  $\Delta x_{\Gamma_w}$ , avec  $\Gamma_w$  faisant référence à la frontière du solide. Trois tailles de mailles ont été testées :  $4,76 \times 10^{-3}D$ ,  $2,14 \times 10^{-3}D$  et  $1,19 \times 10^{-3}D$ . Le critère de convergence temporel utilisé est le même que pour la convergence spatiale, à savoir l'évolution de la température à la paroi en bas, au milieu et en haut du cylindre. Les résultats de cette étude de sensibilité au maillage sont montrés sur la figure 4.14.

Sur ces trois figures, il peut être observé que la convergence des maillages semble être satisfaisante pour une première maille d'épaisseur  $\Delta x_{\Gamma_w} = 2,14 \times 10^{-3}D$ . Afin d'être plus quantitatif, le tableau 4.2 présente pour chaque maillage l'erreur absolue moyenne entre ce maillage et le maillage le plus raffiné pour la plage de temps comprise entre  $\tilde{t} = 0,08$  et  $\tilde{t} = 0,1$ , ainsi que l'écart relatif sur la même plage de temps. L'écart absolu moyen est globalement faible pour tous les maillages. Cet écart diminue lorsque  $\Delta x_{\Gamma_w}$  diminue, sauf en ce qui concerne le bas du cylindre, où cet écart est légèrement plus important pour le maillage avec  $\Delta x_{\Gamma_w} = 2,14 \times 10^{-3}D$  que pour le maillage moins raffiné avec  $\Delta x_{\Gamma_w} = 4,76 \times 10^{-3}D$ . En ce qui concerne les écarts relatifs, ils sont inférieurs à 10% pour le milieu et le bas du cylindre. Ils sont cependant plus élevés pour le bas du cylindre. Cela s'explique par le fait qu'à  $\tilde{t} \approx 0,092$ , la valeur de  $\Theta$  devient proche de zéro, ce qui fait fortement augmenter l'écart relatif.

Au vu de l'analyse de ces résultats, le maillage avec  $\Delta x_{\Gamma_w} = 2,14 \times 10^{-3}D$  et la valeur  $C_\alpha = 0,1$  est considéré comme suffisamment convergé numériquement au regard de la température de paroi.

#### 4.4.4 Résultats et discussion

##### 4.4.4.1 Description qualitative de la simulation

Afin de faciliter la compréhension lors de la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans la suite de l'étude, une première présentation qualitative des résultats de la simulation est réali-

Localisation	$\Delta x_{\Gamma_w}/D$	Écart absolu moyen	Écart relatif moyen
Bas du cylindre	$1,19 \times 10^{-3}$	réf.	réf.
	$0,214 \times 10^{-3}$	$42,46 \times 10^{-3}$	25,11 %
	$4,76 \times 10^{-3}$	$38,69 \times 10^{-3}$	36,55 %
Milieu du cylindre	1,19	réf.	réf.
	$0,214 \times 10^{-3}$	$14,23 \times 10^{-3}$	2,97 %
	$4,76 \times 10^{-3}$	$22,64 \times 10^{-3}$	4,57 %
Haut du cylindre	1,19	réf.	réf.
	$0,214 \times 10^{-3}$	$8,92 \times 10^{-3}$	2,51 %
	$4,76 \times 10^{-3}$	$16,09 \times 10^{-3}$	3,34 %

TABLEAU 4.2 – Convergence de la température de paroi pour différentes valeurs de  $\Delta x_{\Gamma_w}/D$ .

sée. Conformément à la chronologie expérimentale, le châssis est d’abord partiellement immergé jusqu’au tiers de sa hauteur, puis refroidi pendant quelques secondes. Après ce temps, le reste du châssis et du cylindre est totalement immergé. Lorsque le cylindre entre en contact avec l’eau, un régime d’ébullition en film est observé dans la simulation. La description des différents régimes autour du cylindre est présentée à la figure 4.15 pour plusieurs valeurs adimensionnées du temps  $\tilde{t}$ .

À  $\tilde{t} = 0,08$ , correspondant au début de l’immersion du cylindre, les zones nouvellement immergées sont en ébullition en film ou en film instable. Le régime en film instable semble localisé sur les parois du cylindre qui ne font pas face au support. Le reste du support et du châssis est déjà majoritairement entré dans le régime d’ébullition de transition et d’ébullition nucléée. Lorsque l’immersion est presque terminée, le bas du cylindre commence à entrer dans le régime de transition ou d’ébullition nucléée, comme illustré à  $\tilde{t} = 0,09$ .

Une fois le cylindre complètement immergé, la plupart de ses parois sont soumises au régime d’ébullition en film instable ou de transition, correspondant à  $\tilde{t} = 0,10$  sur la figure 4.15. Cependant, de larges zones sont encore soumises à l’ébullition en film, notamment près de la partie du cylindre faisant face à la partie supérieure du support et le haut du cylindre. Ces résultats sont cohérents avec notre modèle numérique, où ces zones présentent une distance entre la paroi du cylindre et le haut du support inférieure à  $L_{\text{limit}}$ . La température utilisée pour évaluer les corrélations est donc prise à mi-distance entre chaque paroi, ce qui résulte en une température du liquide  $T_{\text{liq}}$  supérieure à celle obtenue à une distance  $L_{\text{limit}}$ . Cette température plus élevée prédit donc une température minimale d’ébullition en film plus basse.

À  $\tilde{t} = 0,11$ , la majorité des parois latérales du cylindre sont soit soumises au régime d’ébullition nucléée, soit à un échange de chaleur purement monophasique. Cependant, les zones du cylindre faisant face à la partie haute du support montrent encore légèrement des traces d’ébullition en film, film instable ou transition. Le haut du cylindre reste également en régime de film instable, ce qui peut s’expliquer par la formation de zones de recirculation en haut du cylindre. Ces zones augmentent localement la température du liquide, ralentissant ainsi le refroidissement du cylindre à cet endroit. Ces zones de recirculation peuvent notamment être observées sur la figure 4.16.

Par la suite, le cylindre continue de se refroidir et toutes ses parois sont soumises au régime d’ébullition nucléée ou à un échange de chaleur monophasique entre la paroi solide et le liquide. Comme nous le verrons plus tard, à ce stade, la température de la paroi se stabilise autour de la température de saturation. Il semble donc que la simulation prédise un équilibre prolongé entre l’échange de chaleur en ébullition nucléée et en échange de chaleur monophasique.

Dans un second temps, l’évolution de la fraction volumique de vapeur  $\chi_v$  peut également être observée pour mieux comprendre la simulation. L’évolution de cette fraction dans le plan de visualisation présenté à la figure 4.12 est affichée pour plusieurs instants à la figure 4.16. Lorsque le cylindre et le support commencent à être immergés, de la vapeur se forme sur les parois et remonte vers la surface de la piscine. Vers  $\tilde{t} \approx 0,07$ , des colonnes de vapeur peuvent être observées s’élevant du haut du support. À environ  $\tilde{t} \approx 0,09$ , une zone de recirculation commence à se former au sommet du cylindre, devenant plus visible à  $\tilde{t} = 0,14$ . Tout au long de cette phase transitoire, la partie inférieure horizontale du cylindre, faisant face au support, se refroidit moins rapidement en raison de la température plus élevée de l’eau liquide dans cette zone. La rupture du film de vapeur y est donc retardée. Lorsqu’elle se produit finalement, une forte fraction

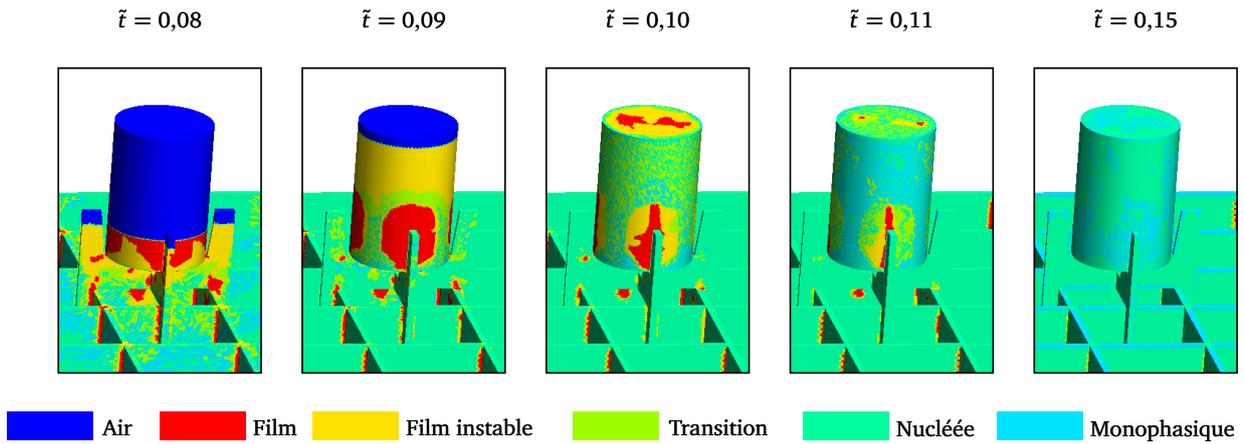


FIGURE 4.15 – Régime d'ébullition pour plusieurs valeurs de temps sans dimension  $\tilde{t}$ .

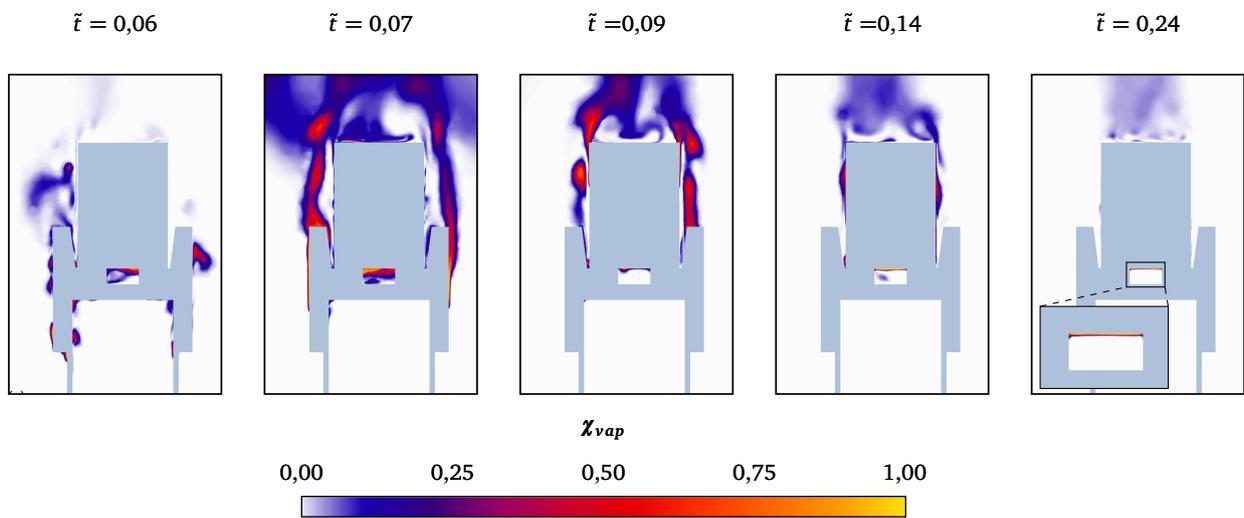


FIGURE 4.16 – Fraction volumique de vapeur,  $\chi_v$ , pour plusieurs valeurs de temps sans dimension  $\tilde{t}$ .

volumique de vapeur apparaît dans cette zone, comme illustré à  $\tilde{t} = 0,24$  sur la figure 4.16.

Ces observations sont intéressantes, car elles permettent non seulement de visualiser les zones de la pièce qui sont moins bien trempées en raison de leur refroidissement plus lent, mais également de repérer les zones où la vapeur stagne. Ces informations peuvent être cruciales pour identifier les points critiques lors du processus de trempe et potentiellement améliorer les procédés industriels. Il est toutefois rappelé que comme la condensation n'est pas prise en compte dans le modèle, la présence de vapeur doit être en réalité bien moindre que celle calculée par la simulation, surtout pour un fort sous-refroidissement.

La figure 4.17 présente le champ thermique lors du début de la trempe. Le champ thermique dans le solide est représenté par le rapport entre la surchauffe et la surchauffe initiale. Dans le liquide, ce champ est représenté par le rapport entre le sous-refroidissement et le sous-refroidissement initial. Du côté solide, il est intéressant de noter la différence d'inertie thermique entre le cylindre et son support. Ce dernier étant beaucoup plus fin, sa température, même au centre, atteint beaucoup plus vite la température de saturation,  $\Delta T_{sup} = 0^\circ\text{C}$ , que le cylindre. Ce refroidissement plus rapide crée alors un flux conductif entre le cylindre et son support. Au milieu de ce support, il peut être observé une zone où la température est plus importante. Cette zone est notamment visible sur la dernière image. Comme il a été présenté à la figure 4.1, le support forme une croix. Ce point chaud est en réalité dans la masse du support et n'est pas en contact avec le fluide, ce qui explique que sa est température supérieure au reste du support.

Ces images permettent également de visualiser le fort écart de température entre le centre et la paroi du cylindre. Notamment sur la dernière figure, il peut être observé que la paroi a déjà atteint la température de saturation alors que le centre du cylindre a à peine commencé à refroidir. Afin d'obtenir une pièce à température ambiante, il est alors nécessaire de continuer le refroidissement dans ces zones même après arrêt de l'ébullition. La vitesse de refroidissement est alors beaucoup plus faible au centre du cylindre qu'au paroi. Dans le cas de l'acier SS304L utilisé ici, il n'y a pas de changement de phase métallurgique. Cependant, dans

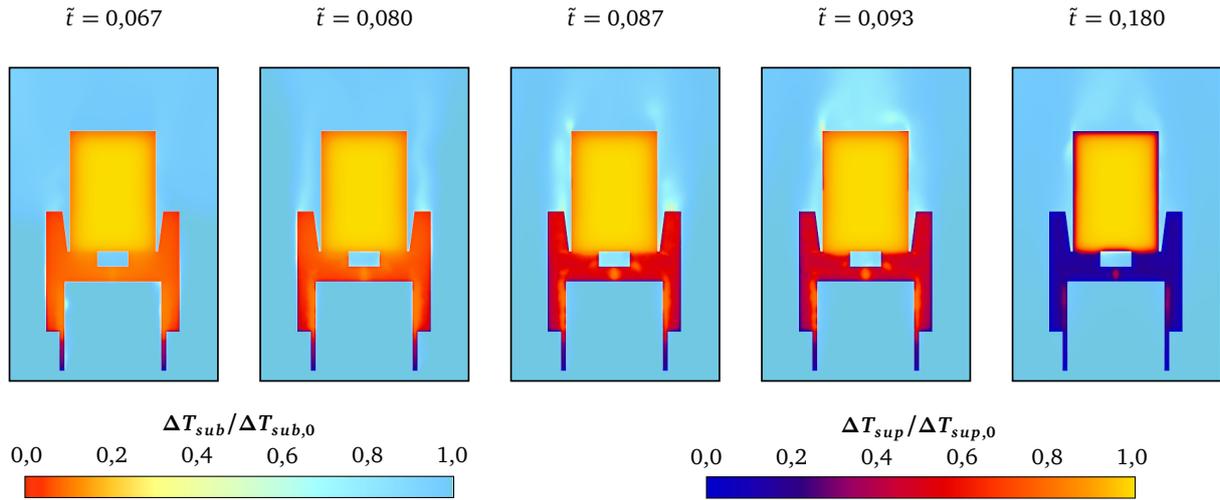


FIGURE 4.17 – Champ thermique pour plusieurs valeurs de temps sans dimension  $\tilde{t}$ . Dans le solide, le champ est représenté par le rapport entre la surchauffe et la surchauffe initiale,  $\Delta T_{sup}/\Delta T_{sup,0}$ , et dans le fluide, il est représenté avec le rapport entre le sous-refroidissement et le sous-refroidissement initial  $\Delta T_{sub}/\Delta T_{sub,0}$ .

le cas d'un acier bas carbone, si la vitesse de refroidissement n'est pas suffisamment rapide, il peut alors y avoir formation de ferrite, qui est une phase métallurgique qui n'est pas recherchée dans la fabrication des aciers. Le refroidissement rapide de la paroi est donc essentiel pour éviter la formation de cette phase lors d'une trempe.

Côté fluide, l'échauffement de ce dernier lors de la trempe peut être observé. Le sous-refroidissement diminue au moins jusqu'au temps sans dimension  $\tilde{t} = 0,093$  avant d'augmenter, comme il peut être visible sur l'image de la figure 4.17 au temps sans dimension  $\tilde{t} = 0,180$ . Au-dessus du cylindre, il peut être observé une zone d'accumulation de chaleur au temps sans dimension  $\tilde{t} = 0,093$ . Cette zone correspond à la zone de recirculation mentionnée précédemment.

La figure 4.18 représente le champ de vitesse pour plusieurs valeurs de temps sans dimension  $\tilde{t}$ . La vitesse sans dimension représentée correspond au rapport entre la norme de la vitesse calculée  $\|\mathbf{u}\|$ , et la vitesse d'immersion  $\|\mathbf{u}_{immers}\|$ . Comme il peut être observé, la vitesse augmente fortement lorsque le cylindre est immergé. Cette augmentation est due au fort flux de chaleur entre le solide et le fluide. Ce flux permet la vaporisation d'une partie de l'eau liquide, qui se transforme en vapeur. Les fortes vitesses observées sont alors dues à la différence de masse volumique entre l'eau liquide et la vapeur. Cette différence étant très forte, les forces de flottaison générées sont très grandes, ce qui mène à développer un écoulement avec des vitesses jusqu'à 30 fois supérieures à celle de l'immersion. Bien que notre simulation ne représente pas explicitement l'immersion, ces résultats semblent tout de même montrer que le champ de vitesse dans l'expérience est principalement dû aux effets thermiques, comme attendu. Il est toutefois important de noter que dans notre cas, comme on ne considère pas d'interaction dynamique entre la vapeur et l'eau liquide, les vitesses calculées sont surestimées. Une fois que l'ébullition se termine, les vitesses mises en jeu sont alors beaucoup plus faibles, comme il peut être observé sur l'image à droite de la figure 4.18. La zone de recirculation au-dessus du cylindre peut également être observée avec ces images.

#### 4.4.4.2 Bas du cylindre

L'analyse est conduite dans l'ordre chronologique de la trempe. Initialement, la partie inférieure du cylindre est immergée. Les résultats de simulation sont comparés aux résultats expérimentaux en termes de température et de vitesse de refroidissement, comme présenté à la figure 4.19. Pour des raisons de clarté, seuls les résultats des thermocouples placés le plus près de la paroi, et donc les plus sensibles aux conditions limites, sont tracés sur la figure 4.19a. On observe que les courbes obtenues avec la simulation prenant en compte le film instable sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux : initialement, la température de paroi se refroidit relativement lentement en raison de la présence du film de vapeur. Une fois que le régime de film prend fin dans la simulation, la température chute abruptement. Pour les modèles avec film instable, les températures passent de  $\Theta = 0,85$  à  $\Theta = 0,06$  en  $\Delta\tilde{t} = 0,03$ . La vitesse moyenne de refroidissement durant cette baisse rapide de la température est de 29,72.

Toutefois, au début du transitoire, il peut être observé que la température calculée au thermocouple n°6 refroidit plus vite que celle mesurée expérimentalement. Sur la mesure expérimentale, il semble y avoir

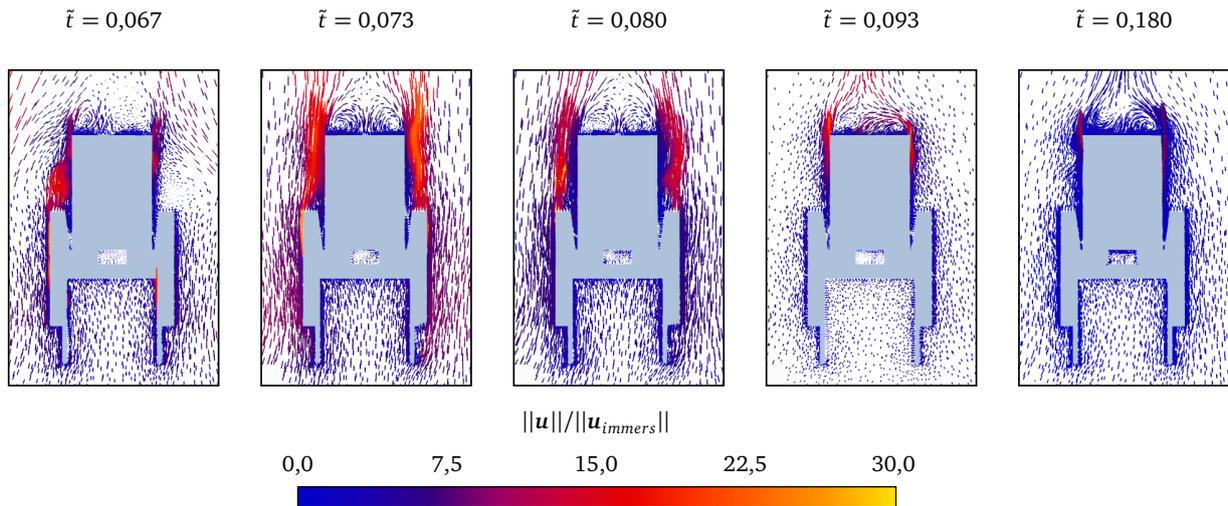


FIGURE 4.18 – Champ de vitesse pour plusieurs valeurs de temps sans dimension  $\tilde{t}$ . L'échelle de couleur représente la norme de la vitesse par rapport à la vitesse d'immersion moyenne,  $\|\mathbf{u}_{immers}\|$ .

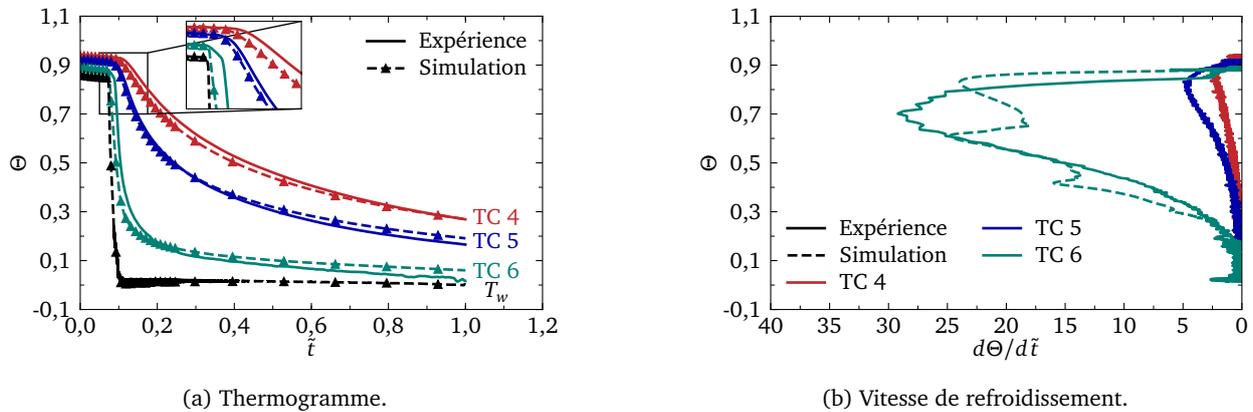


FIGURE 4.19 – Résultats de la simulation de trempé pour le bas du cylindre.

un premier refroidissement plutôt lent pouvant correspondre à un film ou à une poche de vapeur. Dans la simulation, ce premier refroidissement n'existe pas, car le régime considéré directement après l'immersion est celui du film instable. Ce point soulève un des points les plus sensibles du modèle : la corrélation utilisée n'étant pas précise au degré près, un régime de film peut ne pas être considéré alors qu'il existe et inversement.

La suite du refroidissement est également bien reproduite par la simulation. La valeur prédite pour la vitesse de refroidissement maximale atteinte au thermocouple n° 6 est 15.27% plus faible que la valeur expérimentale. Pour la température à laquelle cette vitesse est atteinte, la valeur numérique est 12.72% plus basse. Cette température maximale de refroidissement est proche de celle évaluée expérimentalement, tout comme la valeur de cette vitesse. En revanche, pour les thermocouples n° 5 et n° 4, les résultats numériques et expérimentaux sont très proches.

Lors de l'implémentation de ce modèle, l'hypothèse a été émise que l'épaisseur de la couche limite thermique était inférieure à  $0,238 D$ . Pour vérifier cette hypothèse pour chaque calcul, la couche limite thermique est représentée pour plusieurs temps, notamment au début de la trempé. La représentation sans dimension de la couche limite est décrite dans la figure 4.20. En ce qui concerne la température, elle est rendue sans dimension en présentant le rapport entre le sous-refroidissement,  $\Delta T_{sub}$ , et le sous-refroidissement initial de l'eau,  $\Delta T_{sub,0}$ . Ainsi, les valeurs négatives représentent une température au-dessus de la température de saturation, ce qui est notamment le cas près de la paroi où la présence de vapeur est observée. La zone de fort gradient thermique, entre 0 et 0,01 pour la position sans dimension, est associée aux phénomènes d'ébullition. Cette zone de fort gradient est assez fine par rapport aux dimensions de l'objet simulé. Ces graphiques permettent également de valider l'hypothèse que la couche limite thermique a une épaisseur inférieure à  $0,238 D$  de la paroi.

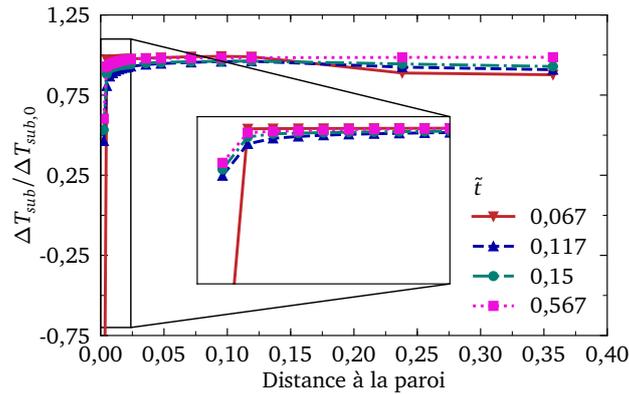


FIGURE 4.20 – Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension pour le bas du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d’apprécier la tendance des courbes.

#### 4.4.4.3 Milieu du cylindre

Comme évoqué dans la partie 4.2, il semble que le thermocouple n° 28 ne soit pas en bon contact thermique avec le milieu. Afin de maintenir une comparaison près de la paroi, le thermocouple n° 14 est utilisé à cette fin. La comparaison entre les calculs et les mesures expérimentales au milieu du cylindre est présentée à la figure 4.21. Comme pour le refroidissement au bas du cylindre, il y a un bon accord entre l’expérience et la simulation, bien que cette dernière prévoit un refroidissement plus rapide aux thermocouples n° 24 et n° 26. La température de paroi chute brutalement de  $\Theta = 0.84$  à  $\Theta = 0.04$  en un intervalle de temps sans dimension de  $\Delta\tilde{t} = 0.01$ . Tout comme pour le bas du cylindre, il y a une impression de décalage temporel des courbes. Cela est sans doute dû à la présence d’une poche de vapeur pendant l’expérience qui n’est pas retranscrite par le modèle. Cela provoque un refroidissement brutal plus tôt dans la simulation, d’où cette impression.

En ce qui concerne les vitesses de refroidissement, la simulation est moins précise que pour le bas du cylindre, notamment aux thermocouples n° 14 et n° 26. Le modèle avec prise en compte du film instable surestime la vitesse de refroidissement maximale, estimée à 23.94 contre environ 10 expérimentalement. Toutefois, le maximum de cette vitesse est atteint à la température  $\Theta = 0.68$ , qui vaut expérimentalement  $\Theta \approx 0,71$ , ce qui constitue un écart de 4 %. Il est remarqué que la vitesse de refroidissement mesurée expérimentalement est inférieure de 60 % au milieu du cylindre par rapport au haut du cylindre. Cela peut s’expliquer par une différence de température plus élevée de l’eau liquide au milieu par rapport au bas du cylindre, ainsi que par la proximité du thermocouple avec les parois latérale et inférieure du cylindre, où l’ébullition est plus intense. Cette double proximité avec des parois en ébullition peut accélérer le refroidissement. Il est également possible que notre modèle ne prenne pas suffisamment en compte l’échauffement de l’eau le long de la paroi du cylindre, ce qui affecte l’estimation de la couche limite thermique qui s’épaissit le long du cylindre. Cela pourrait être dû à une surestimation du débit de vaporisation et à la non prise en compte de la condensation. Il est également possible que les corrélations utilisées ne soient pas parfaitement adaptées à ce cas spécifique.

Concernant l’analyse de la couche limite thermique dans le fluide, les résultats sont donnés à la figure 4.22. Comme pour le bas du cylindre, une fine zone de fort gradient thermique est présente près de la paroi. Le point situé à  $0,238 D$  est bien en dehors de cette zone à fort gradient thermique, ce qui valide notre hypothèse de calcul.

#### 4.4.4.4 Haut du cylindre

La figure 4.23 présente les résultats pour le haut du cylindre. Comme précédemment, on observe sur la figure 4.23a que le modèle surestime le refroidissement par rapport aux relevés de température des thermocouples. Cet écart tend à se réduire vers la fin du transitoire. Dans ce cas également, la température de paroi chute rapidement. Pour le modèle prenant en compte le film instable, elle passe de  $\Theta = 0.81$  à  $\Theta = 0.05$  en un intervalle de temps sans dimension  $\Delta\tilde{t} = 0.01$ . L’impression de décalage temporel des courbes expérimentales et numériques est toujours présente pour les mêmes raisons évoquées que dans le paragraphe précédent.

En ce qui concerne les vitesses de refroidissement, l’écart entre le modèle et les mesures des thermo-

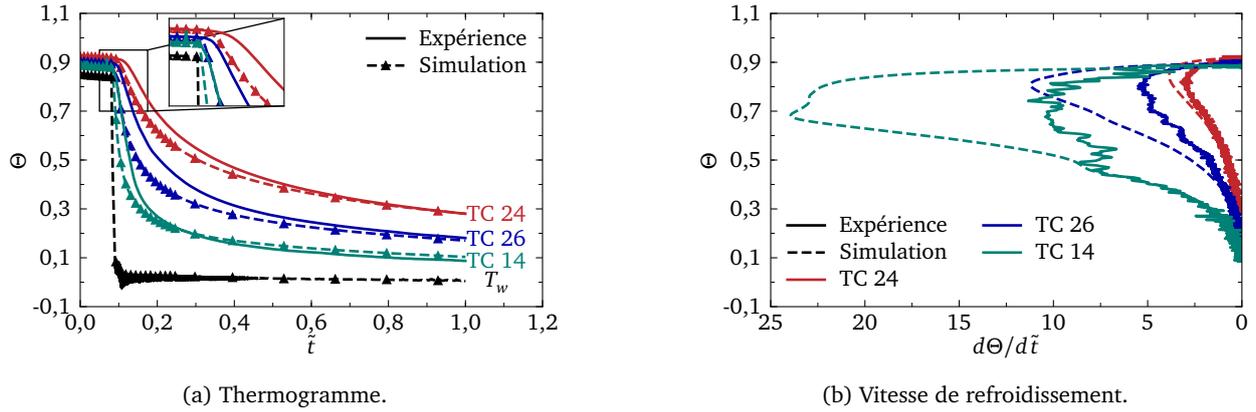


FIGURE 4.21 – Résultats de la simulation de trempe pour le milieu du cylindre

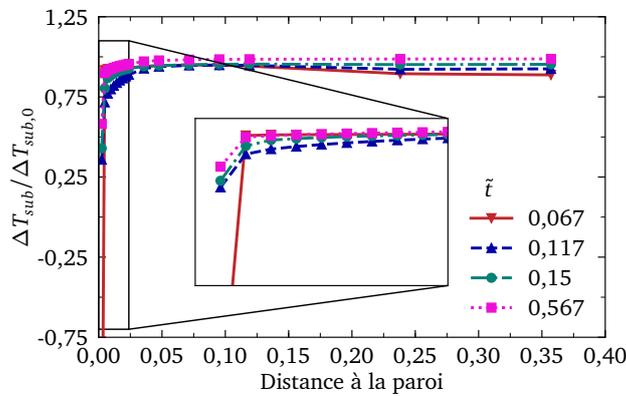


FIGURE 4.22 – Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension au milieu du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d’apprécier la tendance des courbes.

couples est plus significatif que pour le cas du bas du cylindre. La vitesse maximale mesurée par le thermocouple est de 21.91, tandis que la simulation avec prise en compte du film instable donne une valeur de 39.36. La température à laquelle cette vitesse maximale est atteinte est mesurée expérimentalement à  $\Theta = 0.77$ . Le modèle prédit cette température à  $\Theta = 0.76$ , représentant un écart de 1.14%. Il est noté que la vitesse de refroidissement mesurée expérimentalement est toujours plus faible en haut du cylindre par rapport au bas du cylindre, mais plus élevée qu’au milieu du cylindre. La vitesse de refroidissement plus rapide des thermocouples en haut du cylindre peut s’expliquer par leur proximité avec deux parois en ébullition : la paroi supérieure du cylindre et la paroi latérale. Cependant, comme ces thermocouples ne se refroidissent pas aussi rapidement que ceux situés en bas du cylindre, cela pourrait indiquer un effet de l’établissement d’une couche limite thermique autour du cylindre qui est plus épaisse en haut qu’en bas du cylindre. Il est également intéressant de constater que, bien que l’ordre de grandeur de la vitesse de refroidissement à la position du thermocouple n° 29 soit fortement surestimé, la simulation parvient à capturer la variation de cette dernière, notamment le ralentissement de la vitesse de refroidissement pour  $\Theta \approx 0,5$ , observé expérimentalement et bien représenté dans la simulation.

Les couches limites thermiques pour les modèles avec et sans prise en compte du régime de film instable sont présentées à la figure 4.24. Comme pour le bas du cylindre, on observe sur ces figures qu’à la position de  $0,238 D$ , le point est bien en dehors de la zone à fort gradient thermique. Cependant, pour des distances supérieures à  $0,10 D$ , le sous-refroidissement de la couche limite thermique diminue, ce qui indique une augmentation de la température du fluide à ces endroits. Cette augmentation de la température loin de la paroi d’ébullition peut s’expliquer par la mise en place d’un mouvement de convection naturelle dans l’eau liquide. L’eau liquide près de la paroi remonte le long de celle-ci, ce qui peut localement augmenter la température, même loin de la paroi d’ébullition.

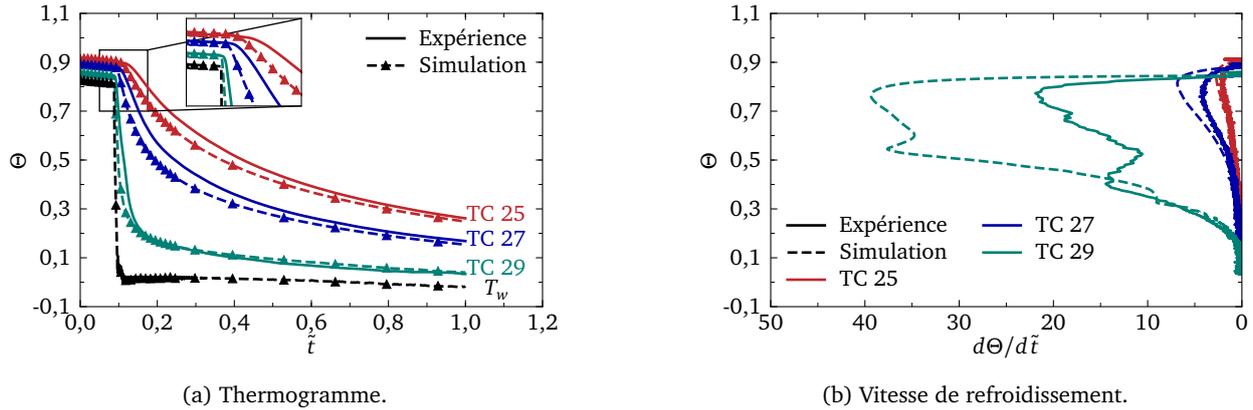


FIGURE 4.23 – Résultats de la simulation de trempe pour le haut du cylindre.

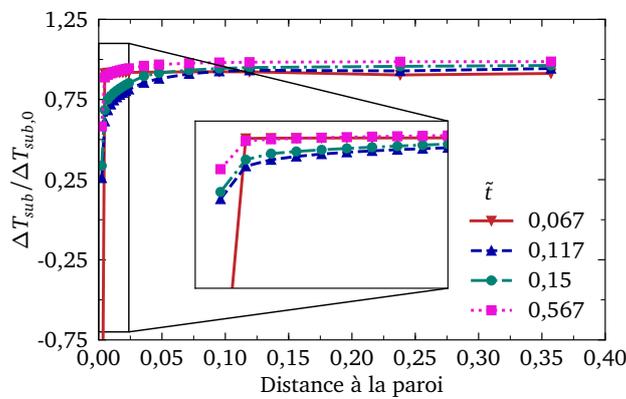


FIGURE 4.24 – Sous-refroidissement par rapport au sous-refroidissement initial en fonction de la distance à la paroi sans dimension au bas du cylindre. Chaque point représente une température issue du calcul. Les lignes permettent d’apprécier la tendance des courbes.

## 4.5 Conclusion

Une expérience à échelle semi-industrielle a été conduite dans ce chapitre. L’objet d’étude était un cylindre positionné verticalement, de dimensions intermédiaires entre les échantillons utilisés en laboratoire (de l’ordre du centimètre) et les pièces trempées industriellement (de l’ordre du mètre). Cette expérience a été réalisée dans des conditions représentatives de la trempe industrielle, incluant une manutention de quelques minutes entre la sortie du four et l’immersion, ainsi que la trempe dans une piscine remplie d’eau non pure. L’instrumentation complète du cylindre, du bas jusqu’au haut, a permis de collecter des données qui seront cruciales pour la validation de modèles de simulation à cette échelle. Ces données pourront notamment servir à valider des modèles locaux à petite échelle. L’instrumentation d’une pièce métallique de cette taille a nécessité plusieurs mois de travail, en particulier en raison des perçages réalisés par électro-érosion. En raison des conditions expérimentales difficiles, l’expérience n’a pu être menée qu’une seule fois. Lors d’une tentative ultérieure, l’instrumentation n’a pas fonctionné correctement. En raison des difficultés rencontrées lors de l’instrumentation, il n’a pas été possible de réinstrumenter la pièce pour une nouvelle tentative.

Ensuite, un modèle de simulation de trempe à échelle industrielle a été présenté. Ce modèle utilise des corrélations d’échange de chaleur à l’interface solide-fluide, une approche couramment utilisée dans la littérature pour estimer le flux moyen aux interfaces sans résoudre explicitement l’ébullition à l’échelle microscopique. Étant donné sa visée industrielle, ce modèle est soumis à plusieurs contraintes, notamment celle du temps de calcul. Pour fermer ce modèle, il est également nécessaire de définir les débits de changement de phase. Dans le cadre de ce travail, seul le débit de vaporisation est pris en compte, estimé à l’aide des corrélations d’échange de chaleur. On suppose que toute la vaporisation se produit dans la première maille fluide adjacente à l’interface solide-liquide. La courbe d’ébullition modélisée prend en compte le régime de film instable, décrit par une loi simplifiée, étant donné le manque de données pour quantifier de

manière exacte l'échange de chaleur lors de ce régime d'ébullition.

Après avoir vérifié la convergence spatiale et temporelle de la simulation, l'expérience décrite au début du chapitre a été simulée à l'aide de cette méthode. Les résultats présentés montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux, bien que la simulation surestime le refroidissement au milieu et en haut du cylindre. Ces écarts peuvent être attribués à plusieurs facteurs : une mauvaise représentation de la couche limite thermique dans la simulation ou des corrélations inadaptées pour le milieu et le haut du cylindre. Dans le second cas, une modélisation plus précise du fluide pourrait être envisagée pour améliorer la description de la couche limite thermique, par exemple une simulation de type Euler-Euler. Dans le premier cas, il serait nécessaire d'adapter les corrélations existantes pour les rendre plus applicables à cette configuration. Deux approches sont envisageables pour cela : d'une part, un programme expérimental permettant de mesurer le flux en paroi dans des conditions similaires, bien que cela soit complexe, comme mentionné au chapitre 3; d'autre part, une modification des constantes présentes dans ces corrélations pour obtenir une meilleure correspondance entre simulation et résultats expérimentaux. La modélisation simplifiée du régime de film instable pourrait également faire l'objet d'une discussion pour améliorer le modèle de courbe d'ébullition. Il serait également envisageable d'utiliser les données expérimentales du chapitre 3 pour recalibrer le modèle de courbe d'ébullition pour différents sous-refroidissements, afin d'obtenir un modèle plus robuste.



# Conclusion générale et perspective

Dans cette thèse, différentes approches ont été utilisées pour étudier les phénomènes d'ébullition qui peuvent se produire lors de la trempe d'acier. Tout d'abord, une introduction aux différents phénomènes d'ébullition a été présentée en s'appuyant sur la littérature disponible. Cette présentation s'est notamment focalisée sur l'ébullition en film, en exposant l'évolution des modèles depuis la moitié du 20<sup>me</sup> siècle. Toutefois, les régimes d'ébullition nucléée et de transition ont également été introduits. De récentes recherches suggèrent également un autre régime d'ébullition, celui du film instable ou ébullition en microbulle, *Micro Bubble Boiling*. Le mécanisme actuellement proposé dans la littérature implique un film de vapeur se rompant localement, créant des contacts liquide/solide très brefs, ce qui a pour effet d'augmenter le flux thermique. Ce régime semble se substituer partiellement ou totalement au régime de transition. Une partie de cette introduction a également été consacrée aux méthodes numériques permettant de simuler les échanges de chaleur diphasiques avec changement de phase, ainsi qu'aux modèles de simulation de trempes. Ces derniers se basent sur l'emploi de corrélations analytiques pour imposer le flux thermique à l'interface solide-fluide. Cette stratégie permet d'évaluer le transfert de chaleur sans pour autant résoudre explicitement les phénomènes d'ébullition, réduisant ainsi le temps de calcul, mais est donc très dépendante des corrélations choisies.

Ensuite, une étude numérique de l'ébullition en film a été menée. Elle a été réalisée en utilisant la simulation numérique directe avec le code DIVA développé par l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, permettant également l'étude de l'ébullition nucléée et de l'effet Leidenfrost. Ces simulations ont été réalisées en couplant différents solveurs de la littérature. Des cas tests avec pour géométrie des cylindres positionnés horizontalement ont permis la validation du couplage entre les solveurs d'ébullition, de frontières immergées et du modèle du bas Mach pour modéliser la masse volumique variable dans la vapeur. La convergence en temps et en espace a également été démontrée. Cette validation a permis de réaliser par la suite une étude paramétrique sur l'ébullition en film autour d'une sphère fortement surchauffée plongée dans un liquide sous-refroidi. Cette étude a mis en évidence les phénomènes stabilisant le film de vapeur dans un milieu sous-refroidi, en particulier l'équilibre entre la vaporisation, située en bas de la sphère, et la condensation se produisant entre la moitié et le haut de la sphère. Elle a également vérifié l'hypothèse bien connue que, hors de la zone de sillage de la sphère, le transfert de chaleur dans la vapeur est principalement conductif. La mise en place de ces méthodes de calcul, en plus d'améliorer la compréhension de l'ébullition en film, permettra d'étudier les effets de l'état de surface sur les échanges de chaleur et la stabilité des films de vapeur dans différentes configurations.

Dans un second temps, une partie expérimentale a été présentée pour mieux comprendre comment l'acier inoxydable SS304L se refroidit lors de la trempe. Un dispositif expérimental a été mis en place, permettant de réaliser la trempe sur des surfaces planes verticales, correspondant aux extrémités d'un cylindre en acier disposé horizontalement. Les parois latérales sont isolées thermiquement. Les expériences ont été répétées plusieurs fois pour trois sous-refroidissements différents. L'analyse des relevés de température a montré qu'augmenter le sous-refroidissement augmente fortement la vitesse de refroidissement au niveau des thermocouples. Si ce gain est significatif en passant d'un sous-refroidissement de 40°C à 60°C, il est moindre entre 60°C et 85°C. Ces expériences ont également révélé que, près de la paroi, de faibles variations des conditions expérimentales peuvent fortement modifier les relevés de température. Cependant, ceux plus éloignés de la paroi semblent moins influencés par ces variations. Cette dernière analyse est rassurante, car elle montre que, même si deux trempes ne sont pas réalisées exactement dans les mêmes conditions, le refroidissement dans l'épaisseur de la pièce reste sensiblement identique. Lors de l'exploitation de cette expérience, une partie a également été consacrée aux difficultés d'estimer le flux thermique en paroi avec un tel dispositif. Ce dernier n'étant pas mesuré directement, mais estimé par la résolution d'un problème inverse de conduction basé sur les relevés de température, de nombreux biais d'estimation existent. Parmi ceux-ci, deux sont intrinsèques à la physique de la conduction : l'effet d'amortissement et de retard, et d'autres sont liés à l'instrumentation, comme la position des thermocouples et le temps de retard du système de mesure. Une expérience numérique simple a montré qu'il n'est pas évident d'estimer le flux

en paroi lors de la trempe par immersion. En effet, les biais évoqués ci-dessus sont d'autant plus importants que le refroidissement est rapide. Dans le cas d'une trempe, ces biais sont exacerbés par la cinétique rapide des transferts de chaleur, contrairement à d'autres expériences de mesure de coefficients d'échange de chaleur. Cette analyse rejoint les conclusions d'autres études menées dans la littérature pour les trempes par aspersion.

Une expérience à échelle semi-industrielle a été réalisée afin de produire des données de validation pour la mise en place d'un modèle de simulation de trempe pour des dimensions industrielles. L'instrumentation et la manutention de pièces de grande taille représentent une difficulté technique. Pour certains thermocouples, le perçage a été réalisé sur plusieurs dizaines de centimètres d'acier, ce qui a nécessité l'utilisation de techniques d'électro-enfonçage. De plus, les thermocouples sont soumis à des conditions expérimentales exigeantes, ce qui rend l'instrumentation très fragile. Malheureusement, à cause de toutes ces difficultés, l'expérience n'a pu être réalisée qu'une seule fois, car lors du deuxième essai, les gaines des thermocouples ont cédé à cause de l'oxydation présente sur ces dernières. Dans un second temps, un jumeau numérique de cette expérience a été mis en place. Un modèle numérique basé sur des corrélations d'échanges de chaleur issues de la littérature pour les différents régimes d'ébullition a été proposé. Les fluides sont modélisés avec une approche de volumes de fluides et un modèle de turbulence URANS de type  $k - \epsilon$  réalisable. Cette approche ne vise pas à modéliser finement les interfaces, mais plutôt à calculer une concentration de vapeur dans le fluide et à prendre en compte la chaleur latente. En effet, la chaleur latente est bien prise en compte dans les corrélations appliquées, mais il est également nécessaire de la considérer dans la résolution explicite de la physique de la vapeur et de l'eau liquide pour simuler la couche limite thermique. Ce modèle a ensuite été confronté aux résultats expérimentaux. Concernant le refroidissement au bas du cylindre, la simulation et l'expérience sont en très bon accord. Pour les parties plus hautes du cylindre, les écarts sont plus significatifs. Ces écarts peuvent être dus à plusieurs facteurs, comme une modélisation insuffisamment précise de la couche thermique dans la simulation ou bien le fait que les corrélations d'échange de chaleur ne soient pas totalement adaptées au cas de trempe. La mise en place de jumeau numérique des expériences présentées au chapitre 3 pourrait permettre d'améliorer les corrélations utilisées pour différents sous-refroidissements et, ainsi, d'affiner le modèle de trempe.

Ce manuscrit a permis de mettre en place de nouvelles méthodes de simulation numérique de l'ébullition à petite échelle avec la simulation numérique directe. Ces méthodes permettent de mieux comprendre les phénomènes d'ébullition et pourraient potentiellement établir des modèles d'échanges de chaleur à échelle micro et macroscopique, utiles pour estimer le refroidissement de pièces en acier à plus grande échelle. Pour ce faire, des études paramétriques dans des conditions similaires à la trempe pourront être menées. Avec l'inclusion des solides immergés dans le code DIVA, ces méthodes pourront également permettre de mieux comprendre les phénomènes d'ébullition dans des géométries atypiques. En effet, si dans la littérature les études se limitent le plus souvent à des géométries simples, certaines parties de pièce industrielle ont des formes plus complexes, comme de fines tubulures. Ces espaces confinés pourraient influencer l'ébullition en influençant la couche limite thermique. Dans notre modèle numérique, la prise en compte d'un film de vapeur instable semble pouvoir prédire le refroidissement de pièces en acier, et semble même être un phénomène déterminant. Toutefois, les méthodes mises en place ne permettent pas encore de simuler le régime de film instable, car il faudrait compléter le modèle afin de pouvoir prendre en compte les contacts mettant en jeu la phase solide, liquide et vapeur. De plus, il faudrait également mettre en place un modèle pour la vaporisation de l'eau liquide qui entre en contact avec une paroi solide à une température plus haute que la température limite thermodynamique. La mise en place d'une telle simulation pourrait apporter une meilleure compréhension de ce phénomène, tant il est difficile à observer et à étudier expérimentalement. Les compléments expérimentaux ont également permis une quantification du refroidissement de pièces en acier trempées dans une eau à différents sous-refroidissements, constituant une base de données pouvant servir à la validation de codes de calcul. Cependant, il a été également montré que le dispositif classique pour étudier le flux thermique, en résolvant un problème de conduction inverse, ne semble pas pouvoir permettre d'estimer correctement le flux en paroi. Il serait très intéressant de mener un travail numérique pour mettre en place des méthodes expérimentales capables de mesurer ce flux sur des pièces massives en acier. L'un des plus grands problèmes étant que le solide agit comme un filtre passe-bas, l'information mesurée expérimentalement est incomplète. Une approche de reconstruction statistique du flux à la paroi, avec éventuellement des réseaux de neurones, pourrait être une piste de développement en l'absence d'une instrumentation pouvant limiter ce biais. Il pourrait également être intéressant de mener des études expérimentales sur des géométries représentatives de géométrie industrielle complexe, en particulier des fins tubes positionnés horizontalement ou des coupoles afin de quantifier l'influence géométrique sur le changement de chaleur et d'alimenter la base de données de validation de code de simulation. Des essais avec agitation pourraient également être pertinents pour voir l'influence d'une bêche agitée avec de la turbulence sur le transfert de chaleur. La méthode de simulation à échelle industrielle a démontré sa

capacité à prédire fidèlement le refroidissement pour le bas d'un cylindre immergé, mais également pour les parties plus hautes, bien qu'un écart plus important ait été constaté. Toutefois, cette validation porte sur une géométrie simple. Des données sur de vraies pièces industrielles seront nécessaires pour voir si ce modèle peut être pertinent sur un ensemble de géométries. De plus, lors de trempe industrielle, l'eau des piscines de trempes est fortement agitée pour augmenter la vitesse de refroidissement. Bien que la plupart des corrélations utilisées soient également adaptées avec de la convection forcée, il reste nécessaire de valider cette méthode avec une forte agitation. De plus, le modèle d'ébullition nucléée pourrait être amélioré en se basant sur le modèle RPI qui permet une meilleure description des phénomènes d'ébullition nucléée. Le débit de changement de phase est également un point d'amélioration du modèle, car ce dernier ne prend en compte que la vaporisation et non la condensation, qui est non négligeable dans une eau fortement sous-refroidie. De plus, le modèle de vaporisation pourrait également être amélioré. En ce qui concerne la simulation numérique, la phase d'immersion pourrait être simulée explicitement afin de mieux modéliser la couche limite thermique en début de trempe. Ce point pourrait être envisagé en employant la technique de l'*overset mesh* ou du maillage superposé en français. Toutefois, cette technique est coûteuse en temps de calcul et pourrait ne pas être adaptée à des simulations destinées à la production de pièces en acier.



# Bibliographie

- [1] S. Alotaibi, S. Ebrahim, and A. Salman. Prediction of the Minimum Film Boiling Temperature of Quenching Vertical Rods in Water Using Random Forest Machine Learning Algorithm. *Frontiers in Energy Research*, 9 :668227, Apr. 2021.
- [2] T. D. Aslam. A partial differential equation approach to multidimensional extrapolation. *Journal of Computational Physics*, 193 :349–355, Jan. 2004.
- [3] S. O. Atayilmaz and I. Teke. Experimental and numerical study of the natural convection from a heated horizontal cylinder. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36 :731–738, Aug. 2009.
- [4] C. T. Avedisian. The homogeneous nucleation limits of liquids. *Journal of physical and chemical reference data*, 14 :695–729, 1985.
- [5] S. Aziz, G. F. Hewitt, and D. i. Kenning. Heat transfer regimes in forced-convection film boiling on spheres. In *International Heat Transfer Conference Digital Library*, 1986.
- [6] K. Babu and T. Prasanna Kumar. Mathematical modeling of surface heat flux during quenching. *Metallurgical and Materials Transactions B*, 41 :214–224, 2010.
- [7] A. M. Bahman and S. A. Ebrahim. Prediction of the minimum film boiling temperature using artificial neural network. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 155 :119834, July 2020.
- [8] J. V. Beck, B. Blackwell, and C. R. S. C. Jr. *Inverse Heat Conduction : Ill-Posed Problems*. Oct. 1985.
- [9] P. J. Berenson. Film-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface. *Journal of Heat Transfer*, 83 : 351–356, Aug. 1961.
- [10] M. Bibal, M. Defferrez, S. Tanguy, and A. Urbano. A compressible solver for two phase-flows with liquid-vapour phase change for bubble cavitation. *Accepted for publication in J Comput Phys*, 2024.
- [11] R. H. Bogaard, P. D. Desai, H. H. Li, and C. Y. Ho. Thermophysical properties of stainless steels. *Thermochimica Acta*, 218 :373–393, May 1993.
- [12] R. Borges, M. Carmona, B. Costa, and W. S. Don. An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 227 :3191–3211, Mar. 2008.
- [13] B. Bourouga, V. Goizet, and J.-P. Bardon. Les aspects théoriques régissant l'instrumentation d'un capteur thermique pariétal à faible inertie. *International Journal of Thermal Sciences*, 39 :96–109, 2000.
- [14] R. Bowring. Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam voidage in the sub-cooled region of a heated channel. Technical report, Institutt for Atomenergi (Norway). OECD Halden Reaktor Prosjekt, 1962.
- [15] W. S. Bradfield. Liquid-solid contact in stable film boiling. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 5 :200–204, 1966.
- [16] L. Bromley. *Heat transfer in stable film boiling*, volume 46. 1950.
- [17] L. A. Bromley, N. R. LeRoy, and J. A. Robbers. Heat transfer in forced convection film boiling. *Industrial & Engineering Chemistry*, 45 :2639–2646, 1953.
- [18] J. J. Carbajo. A study on the rewetting temperature. *Nuclear Engineering and Design*, 84 :21–52, Jan. 1985.

- [19] V. P. Carey. *Liquid-vapor phase-change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*. CRC Press, 2020.
- [20] R. D. Cess and E. M. Sparrow. Film Boiling in a Forced-Convection Boundary-Layer Flow. *Journal of Heat Transfer*, 83 :370–375, Aug. 1961.
- [21] R. D. Cess and E. M. Sparrow. Subcooled Forced-Convection Film Boiling on a Flat Plate. *Journal of Heat Transfer*, 83 :377–379, Aug. 1961.
- [22] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. 2000.
- [23] A. J. Chorin. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Mathematics of computation*, 22 : 745–762, 1968.
- [24] S. W. Churchill and H. H. S. Chu. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 :1049–1053, Sept. 1975.
- [25] R. Cole. A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. *AIChE Journal*, 6 : 533–538, 1960.
- [26] H. Colpaert, A. L. V. da Costa, and others. *Metalografia dos produtos siderúrgicos comuns*. 2008.
- [27] V. Daru, P. Le Quéré, M.-C. Duluc, and O. Le Maître. A numerical method for the simulation of low Mach number liquid–gas flows. *Journal of Computational Physics*, 229 :8844–8867, Nov. 2010.
- [28] J. E. Dendy. Black box multigrid. *Journal of Computational Physics*, 48 :366–386, Dec. 1982.
- [29] V. Dhir and S. Liaw. Framework for a unified model for nucleate and transition pool boiling. *ASME*, 1989.
- [30] S. A. Ebrahim, S. Chang, F.-B. Cheung, and S. M. Bajorek. Parametric investigation of film boiling heat transfer on the quenching of vertical rods in water pool. *Applied Thermal Engineering*, 140 :139–146, July 2018.
- [31] R. Egan, A. Guittet, F. Temprano-Coletto, T. Isaac, F. J. Peaudecerf, J. R. Landel, P. Luzzatto-Fegiz, C. Burstedde, and F. Gibou. Direct numerical simulation of incompressible flows on parallel octree grids. *Journal of Computational Physics*, 428 :110084, 2021.
- [32] M. Epstein and G. M. Hauser. Subcooled forced-convection film boiling in the forward stagnation region of a sphere or cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23 :179–189, Feb. 1980.
- [33] L.-W. Fan, J.-Q. Li, L. Zhang, Z.-T. Yu, and K.-F. Cen. Pool boiling heat transfer on a nanoscale roughness-enhanced superhydrophilic surface for accelerated quenching in water. *Applied Thermal Engineering*, 109 :630–639, 2016.
- [34] R. P. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman, and S. Osher. A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method). *Journal of Computational Physics*, 152 :457–492, July 1999.
- [35] N. Franck. *Unsteady flows modeling and computation*, 2007.
- [36] W. Friz. Maximum volume of vapor bubbles. *Physic. Zeitsch.*, 36 :379–354, 1935.
- [37] F. Gibou, R. P. Fedkiw, L.-T. Cheng, and M. Kang. A Second-Order-Accurate Symmetric Discretization of the Poisson Equation on Irregular Domains. *Journal of Computational Physics*, 176 :205–227, Feb. 2002.
- [38] F. Gibou, L. Chen, D. Nguyen, and S. Banerjee. A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible Navier–Stokes equations with phase change. *Journal of Computational Physics*, 222 :536–555, Mar. 2007.
- [39] J. Glimm, C. Klingenberg, O. McBryan, B. Plohr, D. Sharp, and S. Yaniv. Front tracking and two-dimensional Riemann problems. *Advances in Applied Mathematics*, 6 :259–290, 1985.
- [40] C. F. Gomez, R. Nieuwenhuizen, C. W. M. v. d. Geld, H. G. M. Kuerten, M. Bsibsi, and B. P. M. v. Esch. Inaccuracies in the inverse heat conduction problem solution and their effect on the estimation of heat fluxes during quenching. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 194 :122953, 2022.

- [41] A. Guittet, M. Theillard, and F. Gibou. A stable projection method for the incompressible navier–stokes equations on arbitrary geometries and adaptive quad/octrees. *Journal of computational physics*, 292 :215–238, 2015.
- [42] R. Guthrie, J. Jonas, and M. H. V. ASM. Properties and selection : Irons, steels and high performance alloys. *ASM International : Materials Park, OH, USA*, 1 :115–116, 1990.
- [43] R. Henry and K. Baumeister. A correlation for the minimum film boiling temperature. *A correlation for the minimum film boiling temperature.*, 1974.
- [44] J.-H. Heo, M.-S. Chae, and B.-J. Chung. Influences of vertical and horizontal pitches on the natural convection of two staggered cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 57 :1–8, Jan. 2013.
- [45] C. W. Hirt and B. D. Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39 :201–225, 1981.
- [46] H. Honda, H. Takamatsu, H. Yamashiro, and S. Kobayashi. Heat Transfer Characteristics during Rapid Quenching of a Thin Wire in Water. *Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen/Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, 58 :1904–1911, 1992.
- [47] H. Honda, H. Takamatsu, and H. Yamashiro. Minimum heat-flux point and liquid-solid contact during rapid quenching of thin wires. *Heat Transfer - Japanese Research*, 24 :517–537, Dec. 1995.
- [48] G. Huber, S. Tanguy, J.-C. Béra, and B. Gilles. A time splitting projection scheme for compressible two-phase flows. application to the interaction of bubbles with ultrasound waves. *Journal of Computational physics*, 302 :439–468, 2015.
- [49] G. Huber, S. Tanguy, M. Sagan, and C. Colin. Direct numerical simulation of nucleate pool boiling at large microscopic contact angle and moderate jakob number. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113 :662–682, Oct. 2017.
- [50] H. Ivey. Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10 :1023–1040, 1967.
- [51] B. P. Jerome. Transition boiling heat transfer from a horizontal surface. Technical report, Cambridge, Mass. : Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, [1960], 1960.
- [52] Y. Jin and K. Shirvan. Study of the film boiling heat transfer and two-phase flow interface behavior using image processing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 177 :121517, Oct. 2021.
- [53] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15 :301–314, 1972.
- [54] K. Jun-young, L. G. Cheol, M. Kaviany, P. H. Sun, K. Moriyama, and K. M. Hwan. Control of minimum film-boiling quench temperature of small spheres with micro-structured surface. *International Journal of Multiphase Flow*, 103 :30–42, 2018.
- [55] D. Juric and G. Tryggvason. Computations of boiling flows. *International journal of multiphase flow*, 24 :387–410, 1998.
- [56] R. Kamenicky, M. Frank, D. Drikakis, and K. Ritos. Film boiling conjugate heat transfer during immersion quenching. *Energies*, 15 :4258, 2022.
- [57] P. L. Kapitza and D. t. Haar. *Collected papers of PL Kapitza*, volume 1. Elsevier, 2016.
- [58] A. M. Kaynar, S. Eroglu, U. Weiss, E. Prabhu, J. Jan, and J. Lasecki. Experimental and numerical investigation of water quench cooling of aluminum cylinder heads. In *Thermal Process Modeling 2014 : : Proceedings from the Fifth International Conference on Thermal Process Modeling and Computer Simulation*, page 277. ASM International, 2014.
- [59] K. Kentheswaran, N. Dietrich, S. Tanguy, and B. Lalanne. Direct numerical simulation of gas-liquid mass transfer around a spherical contaminated bubble in the stagnant-cap regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 198 :123325, 2022.
- [60] C. S. Kim. Thermophysical properties of stainless steels. Technical report, Argonne National Lab., Ill. (USA), Sept. 1975.

- [61] V. V. Klimenko. Film boiling on a horizontal plate — new correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24 :69–79, Jan. 1981.
- [62] T. H. Kuehn and R. J. Goldstein. Numerical solution to the Navier-Stokes equations for laminar natural convection about a horizontal isothermal circular cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23 :971–979, July 1980.
- [63] N. Kurul. On the modeling of multidimensional effects in boiling channels. *ANS. Proc. National Heat Transfer Con. Minneapolis, Minnesota, USA, 1991, 1991.*
- [64] B. Lalanne, L. R. Villegas, S. Tanguy, and F. Risso. On the computation of viscous terms for incompressible two-phase flows with Level Set/Ghost Fluid Method. *Journal of Computational Physics*, 301 : 289–307, Nov. 2015.
- [65] H. Lauer. Untersuchung des Wärmeübergangs und der Wiederbenetzung beim Abkühlen heißer Metallkörper. 1976.
- [66] B. E. Launder and B. I. Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1 :131–137, 1974.
- [67] W. H. Lee. Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling. *Multiphase Transport : Fundamentals, Reactor Safety, Applications.*, pages 407–432, 1980.
- [68] E. W. Lemmon and R. T. Jacobsen. Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air. *International Journal of Thermophysics*, 25 :21–69, Jan. 2004.
- [69] E. W. Lemmon, R. T. Jacobsen, S. G. Penoncello, and D. G. Friend. Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen From 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 29 :331–385, May 2000.
- [70] M. Lepilliez, E. R. Popescu, F. Gibou, and S. Tanguy. On two-phase flow solvers in irregular domains with contact line. *Journal of Computational Physics*, 321 :1217–1251, Sept. 2016.
- [71] J.-Q. Li, L.-W. Mou, Y.-H. Zhang, Z.-S. Yang, M.-H. Hou, L.-W. Fan, and Z.-T. Yu. An experimental study of the accelerated quenching rate and enhanced pool boiling heat transfer on rodlets with a superhydrophilic surface in subcooled water. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 92 :103–112, 2018.
- [72] G. Liang and I. Mudawar. Pool boiling critical heat flux (CHF)—part 1 : Review of mechanisms, models, and correlations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 117 :1352–1367, 2018.
- [73] B. Liscic, H. M. Tensi, L. C. Canale, and G. E. Totten. *Quenching theory and technology*. 2010.
- [74] X.-D. Liu, R. P. Fedkiw, and M. Kang. A Boundary Condition Capturing Method for Poisson’s Equation on Irregular Domains. *Journal of Computational Physics*, 160 :151–178, May 2000.
- [75] J. Lu, B. Bourouga, and J. Ding. Transient boiling heat transfer performances of subcooled water during quenching process. *International communications in heat and mass transfer*, 48 :15–21, 2013.
- [76] H. Ma and L. He. Large eddy simulation of natural convection heat transfer and fluid flow around a horizontal cylinder. *International Journal of Thermal Sciences*, 162 :106789, Apr. 2021.
- [77] G. Mialhe, S. Tanguy, L. Tranier, E.-R. Popescu, and D. Legendre. An extended model for the direct numerical simulation of droplet evaporation. influence of the marangoni convection on leidenfrost droplet. *Journal of Computational Physics*, 491 :112366, 2023.
- [78] B. Mikic. Bubble growth rates in non-uniform temperature field. *Progress in Heat and Mass Transfer*, pages 283–293, 1969.
- [79] B. Mikic and W. Rohsenow. A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. 1969.
- [80] Y. T. Ng, C. Min, and F. Gibou. An efficient fluid–solid coupling algorithm for single-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 228 :8807–8829, Dec. 2009.

- [81] J. Ning, H. Zhang, X. Xu, and T. Ma. A novel fluid-structure interaction algorithm for compressible flows and deformable structures. *Journal of Computational Physics*, 426 :109921, 2021.
- [82] 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 :1419–1433, Dec. 1966.
- [83] A. V. S. Oliveira, A. Avrit, and M. Gradeck. Thermocouple response time estimation and temperature signal correction for an accurate heat flux calculation in inverse heat conduction problems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 185 :122398, 2022.
- [84] A. Orazzo and S. Tanguy. Direct numerical simulations of droplet condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 129 :432–448, 2019.
- [85] S. Osher and J. A. Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79 :12–49, Nov. 1988.
- [86] Z. Ou, C. Chi, L. Guo, and D. Thévenin. A directional ghost-cell immersed boundary method for low mach number reacting flows with interphase heat and mass transfer. *Journal of Computational Physics*, 468 :111447, 2022.
- [87] P. Pavlov and V. Skripov. Kinetics of spontaneous nucleation in strongly heated liquids. *High Temperature*, 8 :540–545, 1970.
- [88] R. B. Pember, L. H. Howell, J. B. Bell, P. Colella, W. Y. Crutchfield, W. Fiveland, and J. Jessee. An adaptive projection method for unsteady, low-mach number combustion. *Combustion Science and Technology*, 140(1-6) :123–168, 1998.
- [89] C. S. Peskin. Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of computational physics*, 10(2) :252–271, 1972.
- [90] C. S. Peskin. The immersed boundary method. *Acta numerica*, 11 :479–517, 2002.
- [91] I. Piore. Experimental evaluation of constants for the rohseow pool boiling correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(11) :2003–2013, 1999.
- [92] I. Piore, W. Rohsenow, and S. Doerffer. Nucleate pool-boiling heat transfer. ii : assessment of prediction methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(23) :5045–5057, 2004.
- [93] S. Popinet. Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible euler equations in complex geometries. *Journal of computational physics*, 190(2) :572–600, 2003.
- [94] O. Redlich and J. N. Kwong. On the thermodynamics of solutions. V. An equation of state. Fugacities of gaseous solutions. *Chemical reviews*, 44 :233–244, 1949.
- [95] K. Richardson, W. Steffen, W. Lucht, J. Bendtsen, S. E. Cornell, J. F. Donges, M. Drüke, I. Fetzer, G. Bala, W. v. Bloh, G. Feulner, S. Fiedler, D. Gerten, T. Gleeson, M. Hofmann, W. Huiskamp, M. Kumm, C. Mohan, D. Nogués-Bravo, S. Petri, M. Porkka, S. Rahmstorf, S. Schaphoff, K. Thonicke, A. Tobian, V. Virkki, L. Wang-Erlandsson, L. Weber, and J. Rockström. Earth beyond six of nine planetary boundaries. *Science Advances*, 9 :eadh2458, 2023.
- [96] J. Rockström, W. Steffen, K. Noone, A. Persson, F. S. Chapin, E. F. Lambin, T. M. Lenton, M. Scheffer, C. Folke, H. J. Schellnhuber, B. Nykvist, C. A. de Wit, T. Hughes, S. van der Leeuw, H. Rodhe, S. Sörlin, P. K. Snyder, R. Costanza, U. Svedin, M. Falkenmark, L. Karlberg, R. W. Corell, V. J. Fabry, J. Hansen, B. Walker, D. Liverman, K. Richardson, P. Crutzen, and J. A. Foley. A safe operating space for humanity. *Nature*, 461 :472–475, Sept. 2009.
- [97] C. R. Roger, S. H. Yen, and K. G. Ramanathan. Temperature variation of total hemispherical emissivity of stainless steel AISI 304. *JOSA*, 69 :1384–1390, Oct. 1979.
- [98] W. M. Rohsenow. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Technical report, 1951.
- [99] 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.

- [100] A. Sakurai, M. Shiotsu, and K. Hata. Correlations for subcooled pool film boiling heat transfer from large surfaces with different configurations. *Nuclear Engineering and Design*, 120 :271–280, June 1990.
- [101] R. Scardovelli and S. Zaleski. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annual review of fluid mechanics*, 31 :567–603, 1999.
- [102] D. Schroeder-Richter and G. Bartsch. Analytical calculation of DNB-superheating by a postulated thermo-mechanical effect of nucleate boiling. *International journal of multiphase flow*, 20 :1143–1167, 1994.
- [103] G. Sebastian and S. R. Shine. Natural convection from horizontal heated cylinder with and without horizontal confinement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 82 :325–334, Mar. 2015.
- [104] C. Selçuk, A. R. Ghigo, S. Popinet, and A. Wachs. A fictitious domain method with distributed lagrange multipliers on adaptive quad/octrees for the direct numerical simulation of particle-laden flows. *Journal of Computational Physics*, 430 :109954, 2021.
- [105] G. S. Shallcross and J. Capecelatro. An explicit characteristic-based immersed boundary method for compressible flows. *Journal of Computational Physics*, 449 :110804, 2022.
- [106] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu. A new k-epsilon eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & fluids*, 24 :227–238, 1995.
- [107] M. Shiotsu and K. Hama. Film boiling heat transfer from a vertical cylinder in forced flow of liquids under saturated and subcooled conditions at pressures. *Nuclear Engineering and Design*, 200 :23–38, Aug. 2000.
- [108] R. Shurtz. Total Hemispherical Emissivity of Metals Applicable to Radiant Heat Testing. Technical report, Sandia National Lab. (SNL-NM), Albuquerque, NM (United States), Nov. 2018.
- [109] N. K. Singh and B. Premachandran. Mixed regime of film boiling over a horizontal cylinder in an upward flow of saturated liquid. *Physics of Fluids*, 30 :122101, Dec. 2018.
- [110] V. P. Skripov. *Metastable liquids*. Halsted Press, John Wiley And Sons, New York, 1974.
- [111] G. Son and V. Dhir. Numerical simulation of saturated film boiling on a horizontal surface. *ASME*, 1997.
- [112] G. Son and V. K. Dhir. Numerical simulation of film boiling near critical pressures with a level set method. *ASME*, 1998.
- [113] G. Son and V. K. Dhir. A level set method for analysis of film boiling on an immersed solid surface. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 52 :153–177, 2007.
- [114] G. Son and V. K. Dhir. Three-dimensional simulation of saturated film boiling on a horizontal cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :1156–1167, 2008.
- [115] V. Srinivasan, K.-M. Moon, D. Greif, D. M. Wang, and M.-h. Kim. Numerical simulation of immersion quench cooling process using an Eulerian multi-fluid approach. *Applied Thermal Engineering*, 30 :499–509, 2010.
- [116] M. Sussman, P. Smereka, and S. Osher. A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow. *Journal of Computational Physics*, 114 :146–159, Mar. 1994.
- [117] M. Sussman, K. Smith, M. Hussaini, M. Ohta, and R. Zhi-Wei. A sharp interface method for incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 221 :469–505, Feb. 2007.
- [118] I. Tanasawa. *Advances in condensation heat transfer*. volume 21, pages 55–139. 1991.
- [119] S. Tanguy, M. Sagan, B. Lalanne, F. Couderc, and C. Colin. Benchmarks and numerical methods for the simulation of boiling flows. *Journal of Computational Physics*, 264 :1–22, May 2014.
- [120] A. N. Tikhonov. Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. *Sov Dok*, 4 :1035–1038, 1963.

- [121] L. Torres, A. Urbano, C. Colin, and S. Tanguy. On the coupling between direct numerical simulation of nucleate boiling and a micro-region model at the contact line. *Journal of Computational Physics*, 497 : 112602, 2024.
- [122] H. Udaykumar, R. Mittal, P. Rampunggoon, and A. Khanna. A sharp interface cartesian grid method for simulating flows with complex moving boundaries. *Journal of computational physics*, 174(1) :345–380, 2001.
- [123] A. Urbano, S. Tanguy, and C. Colin. Direct numerical simulation of nucleate boiling in zero gravity conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 143 :118521, 2019.
- [124] R. Vachon, G. Nix, and G. Tanger. Evaluation of constants for the rohsenow pool-boiling correlation. 1968.
- [125] I. U. Vakarelski, N. A. Patankar, J. O. Marston, D. Y. Chan, and S. T. Thoroddsen. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature*, 489 :274–277, 2012.
- [126] Z. Wang, M. Zhong, J. Deng, Y. Liu, H. Huang, Y. Zhang, and J. Xiong. Experimental investigation on the transient film boiling heat transfer during quenching of FeCrAl. *Annals of Nuclear Energy*, 150 : 107842, Jan. 2021.
- [127] S. W. J. Welch and T. Rachidi. Numerical Computation of Film Boiling Including Conjugate Heat Transfer. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 42 :35–53, July 2002.
- [128] V. V. Yagov. Generic features and puzzles of nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :5241–5249, 2009.
- [129] V. V. Yagov, A. R. Zabirov, and P. K. Kanin. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 :823–830, Nov. 2018.
- [130] V. V. Yagov, K. B. Minko, and A. R. Zabirov. Two distinctly different modes of cooling high-temperature bodies in subcooled liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 167 :120838, Mar. 2021.
- [131] H. Yeom, H. Jo, G. Johnson, K. Sridharan, and M. Corradini. Transient pool boiling heat transfer of oxidized and roughened Zircaloy-4 surfaces during water quenching. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 120 :435–446, May 2018.
- [132] N. Zuber. Hydrodynamic aspect of boiling heat transfer, US Atomic Energy Commission Rept. AECU-4439, *Tech. Inf. Serv. Oak Ridge, Tenn*, 1959.
- [133] Y. Zvirin, G. R Hewitt, and D. Kenning. Boiling on free-falling spheres : drag and heat transfer coefficients. *Experimental Heat Transfer*, 3 :185–214, 1990.
- [134] H. C. Ünal. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m<sup>2</sup>. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19 :643–649, 1976.



## Annexe A

# Propriétés thermophysiques de l'acier inoxydable SS304L

Les propriétés de l'acier 304L ont été étudiées dans [60]. La composition de cet acier est présentée dans tableau A.1 [60]. La température de fusion de cet alliage est estimée entre 1670 et 1730 K. Dans les corrélations, la température de fusion retenue est  $T_{\text{fusion}} = 1700$  K.

Carbone (maximum)	Chrome	Nickel	Iron
0,03	18,0 - 20,0	8,0 - 11,0	Restant

TABLEAU A.1 – Composition chimique de l'acier SS304L en % de masse

### A.1 Capacité calorifique

La corrélation développée par Kim [60] est présentée dans équation (A.1) et équation (A.2). Elle s'appuie sur des mesures expérimentales pour la phase solide équation (A.1). Pour la phase liquide équation (A.2), l'auteur utilise les données des composants de l'acier et approxime la capacité calorifique comme étant la somme des capacités calorifiques de ces constituants. Les termes multiplicatifs 1000 et 4,1868 sont utilisés pour convertir la corrélation en unités dans le système international ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). L'évolution de la capacité calorifique en fonction de la température est présentée figure A.1.

$$C_{p(s)_{\text{Kim}}}(T \leq T_{\text{fusion}}) = 4,1868 \times 1000 (0,1122 + 3,22 \times 10^{-5} T) \quad (\text{A.1})$$

$$C_{p(l)_{\text{Kim}}}(T > T_{\text{fusion}}) = 795,492 \quad (\text{A.2})$$

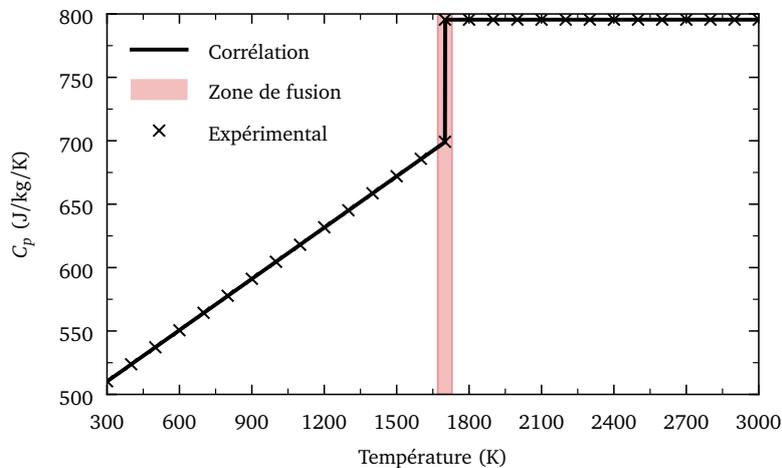


FIGURE A.1 – Capacité calorifique isobare de l'acier SS304L, données expérimentales et corrélations.

## A.2 Masse volumique

Les données présentées dans [60] pour la région solide sont celles de l'acier SS304, car les données sur le SS304L n'existent pas. La différence entre ces deux aciers est la concentration de carbone qui est légèrement différente. La corrélation est présentée équation (A.3). L'auteur assume que cette différence n'a que peu d'influence sur la masse volumique de l'alliage. Pour la région liquide équation (A.4), l'auteur reprend la même stratégie que pour la capacité calorifique, en prenant les masses volumiques des composants à l'état liquide et en déterminant la masse volumique de l'alliage avec la formule suivante :  $\rho = 1/(\sum_i x_i/\rho_i)$  avec  $i$ , le  $i$ -ème composant de l'alliage,  $x_i$  la fraction massique du composant  $i$ . L'évolution de la masse volumique en fonction de la température est présentée figure A.2.

$$\rho_{(s)\kappa_{im}}(T \leq T_{fusion}) = 1000 (7,9841 - 2,6506 \times 10^{-4} T - 1,1580 \times 10^{-7} T^2) \quad (A.3)$$

$$\rho_{(l)\kappa_{im}}(T > T_{fusion}) = 1000 (7,5512 - 1,1167 \times 10^{-4} T - 1,5063 \times 10^{-7} T^2) \quad (A.4)$$

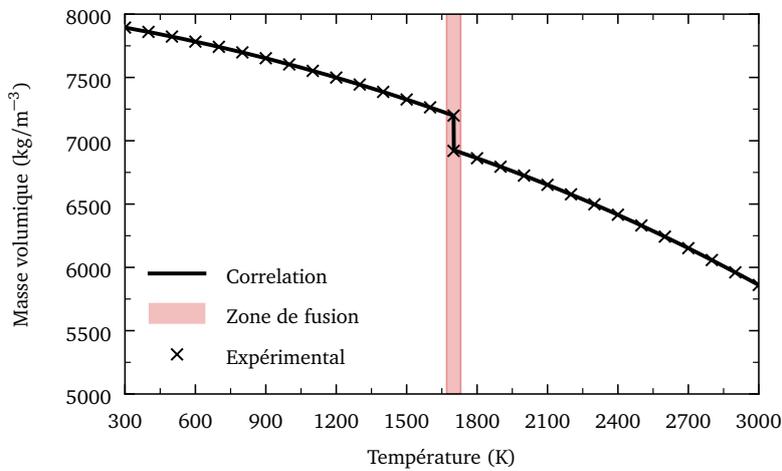


FIGURE A.2 – Masse volumique de l'acier SS304L, données expérimentales et corrélations.

## A.3 Conductivité thermique

Les données présentées dans [60] pour la conductivité thermique à l'état solide sont celles de l'acier SS304L. La corrélation est donnée par l'équation (A.5). Pour l'état liquide, l'auteur utilise un jeu de données d'alliage où la conductivité est connue pour déduire une relation entre la conductivité thermique à l'état solide et liquide. Il obtient ainsi la relation suivante :  $\kappa/\kappa_{fusion} - 1 = 0,31(T/T_{fusion} - 1)$  où  $T > T_{fusion}$  est la température de l'alliage en fusion et  $\kappa$  est la conductivité thermique du métal en fusion. Les données sont extrapolées en utilisant cette formule. La corrélation est donnée par l'équation (A.6). L'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température est présentée dans la figure A.3.

$$\kappa_{s\kappa_{im}}(T \leq T_{fusion}) = 100 (8,116 \times 10^{-2} + 1,618 \times 10^{-4} T) \quad (A.5)$$

$$\kappa_{l\kappa_{im}}(T > T_{fusion}) = 100 (1,229 \times 10^{-1} + 3,238 \times 10^{-5} T) \quad (A.6)$$

## A.4 Émissivité

Concernant l'émissivité, peu de données existent sur l'acier SS304L, et il est difficile d'en déduire une loi, comme le remarque Shurtz [108], car l'émissivité est une fonction complexe du temps de chauffe, de l'oxydation et de l'atmosphère de chauffe. Les données présentées dans la figure A.4 montrent l'évolution de l'émissivité en fonction de la température pour plusieurs alliages d'acier inoxydable. Ces données ne sont pas exhaustives. Comme on peut le constater, les alliages faiblement oxydés et polis ont une émissivité

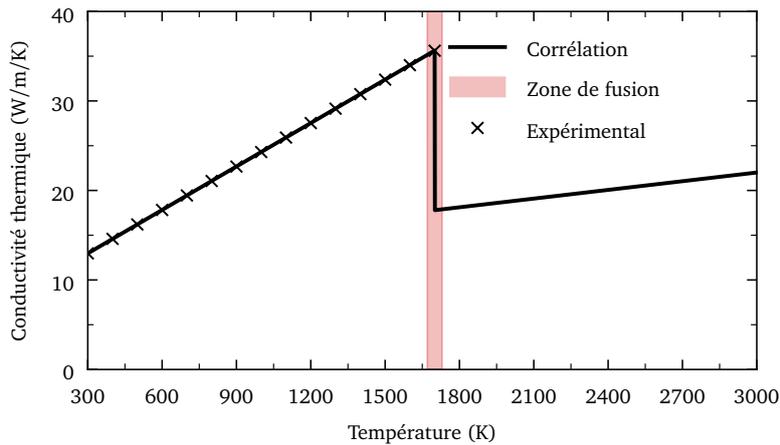


FIGURE A.3 – Conductivité thermique de l’acier SS304L, données expérimentales et corrélations.

plus faible que les alliages ayant été oxydés. Lors de la trempe, les blocs de pièces en acier restent plusieurs heures à très hautes températures dans une atmosphère similaire à la composition atmosphérique, à l’exception d’ajout de gaz de combustion. Cette atmosphère est donc oxydante, ce qui conduit à la formation d’une couche d’oxyde autour du cylindre. Au vu des données présentées sur la figure A.4, **une valeur d’émissivité totale de 0,8** sera retenue pour les simulations de trempe.

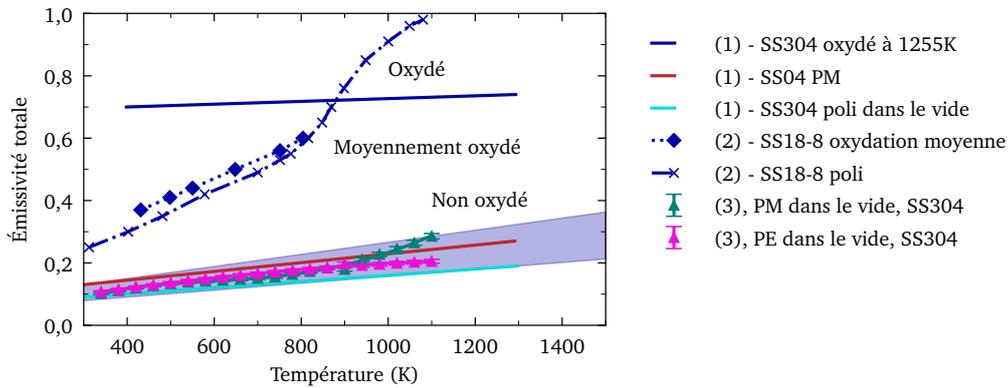


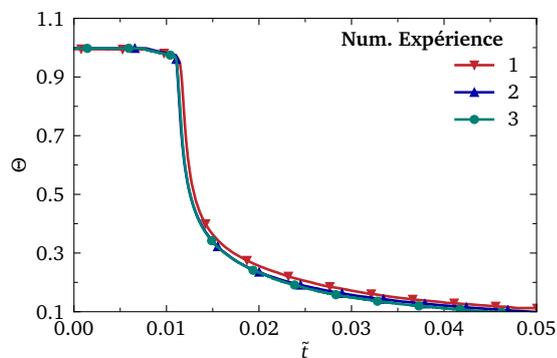
FIGURE A.4 – Évolution de l’émissivité en fonction de la température pour des aciers inoxydables. **PM** : poli mécaniquement, **PE** = polissage par électron. (1) Bogaard et al. [11], (2) Roger et al. [97], (3) Shurtz [108].



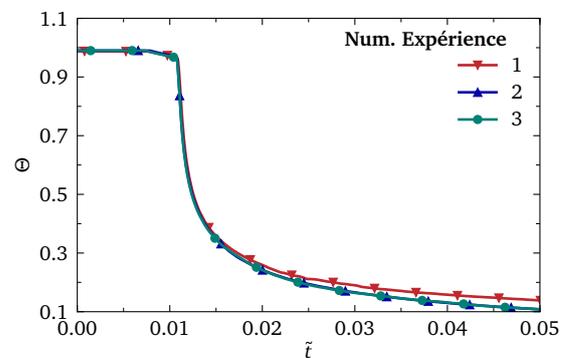
## Annexe B

# Résultats complémentaires des expériences de trempe

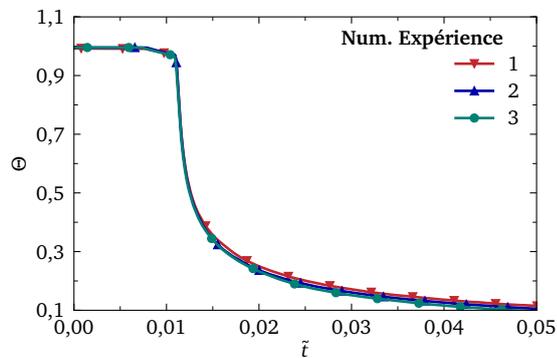
### B.1 Sous-refroidissement de 85°C



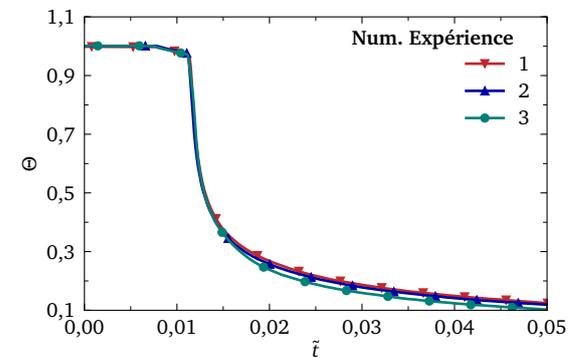
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

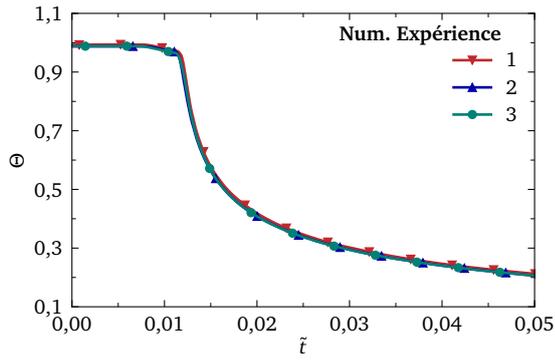


(c) Thermocouple 5.

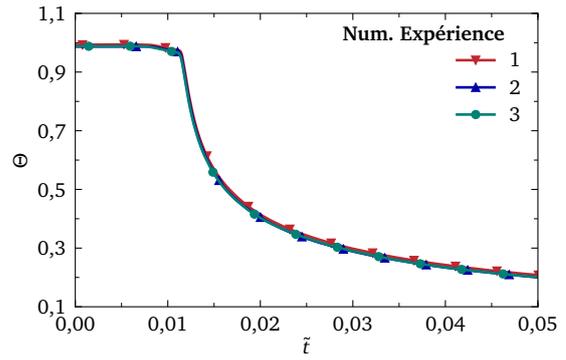


(d) Thermocouple 7.

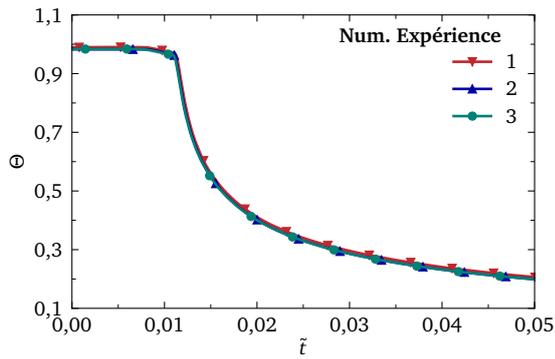
FIGURE B.1 – Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.



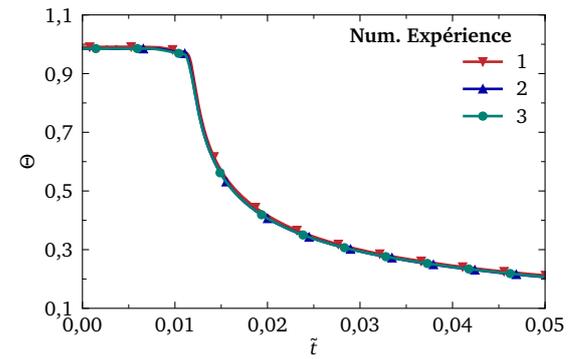
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.

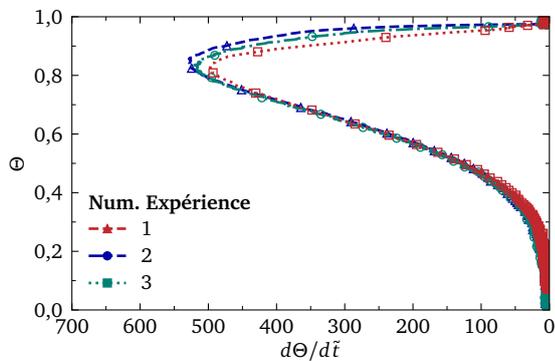


(c) Thermocouple 57.

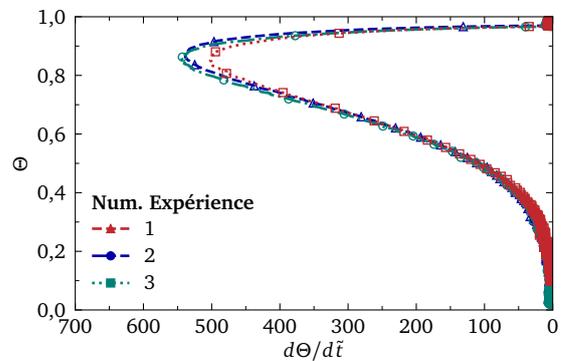


(d) Thermocouple 59.

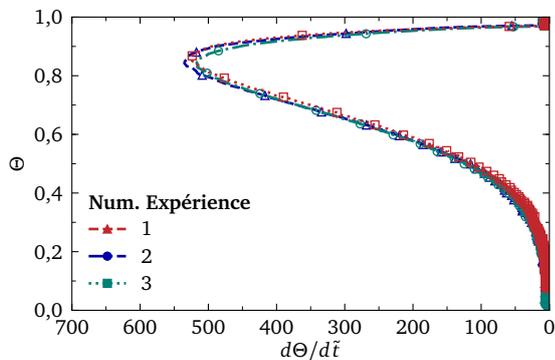
FIGURE B.2 – Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan DD.



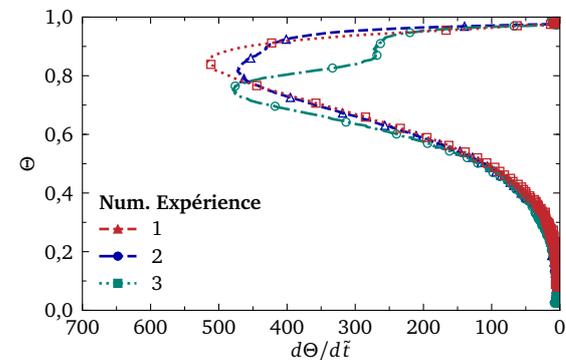
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

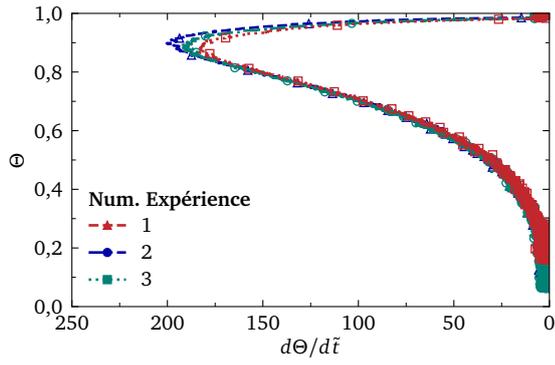


(c) Thermocouple 5.

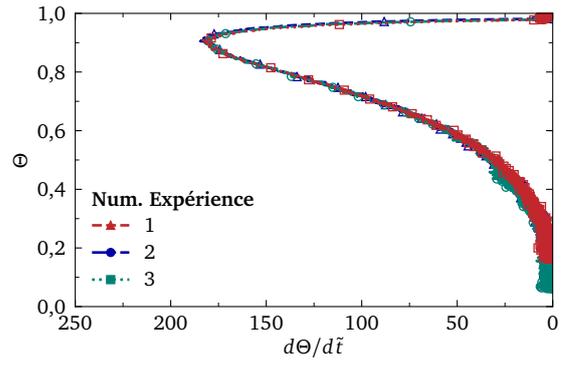


(d) Thermocouple 7.

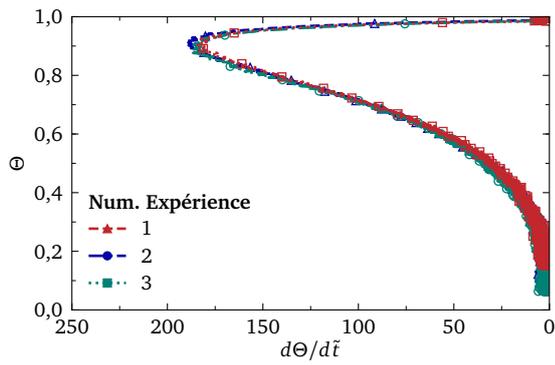
FIGURE B.3 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.



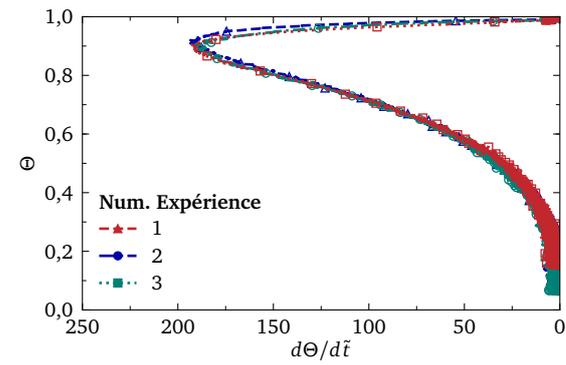
(a) Thermocouple 2.



(b) Thermocouple 4.

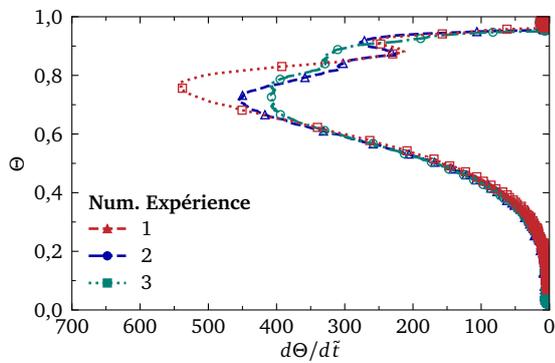


(c) Thermocouple 6.

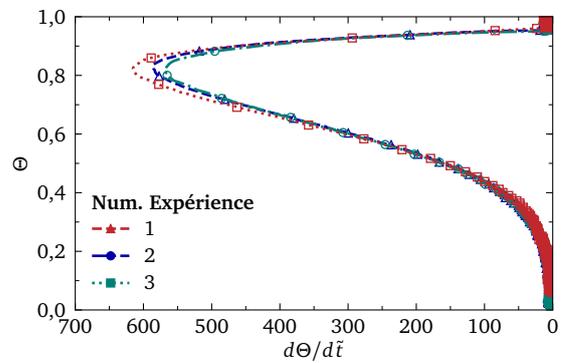


(d) Thermocouple 8.

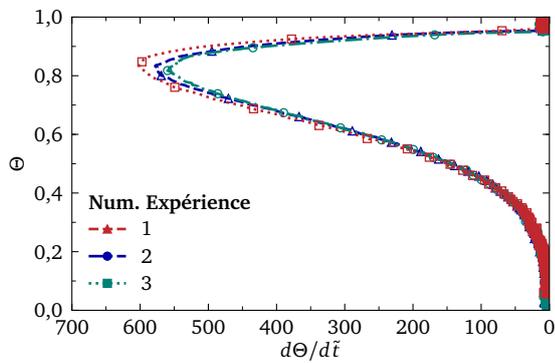
FIGURE B.4 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.



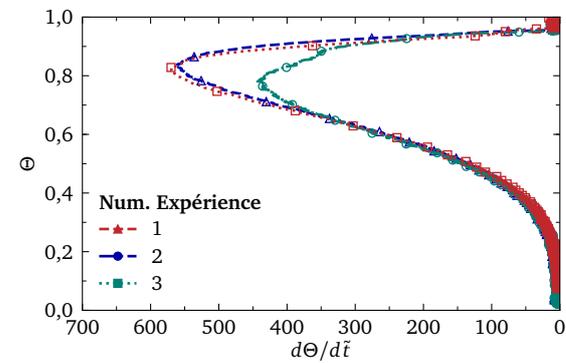
(a) Thermocouple 54.



(b) Thermocouple 56.

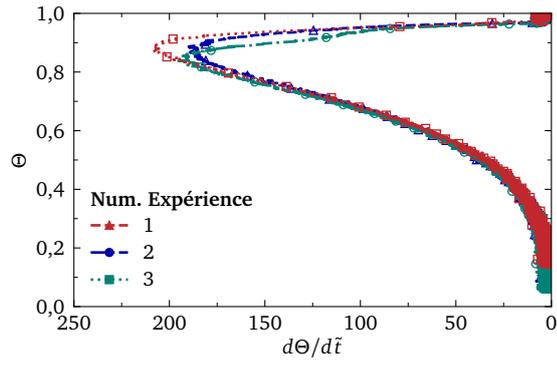


(c) Thermocouple 58.

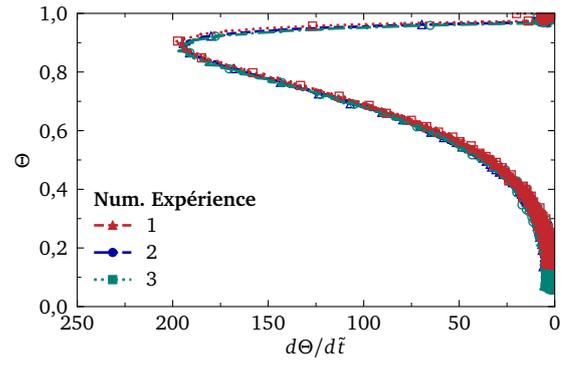


(d) Thermocouple 60.

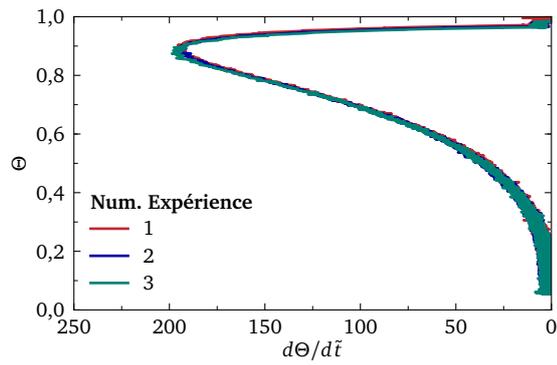
FIGURE B.5 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.



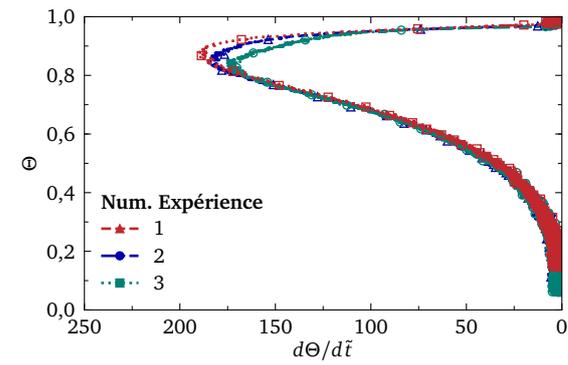
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.



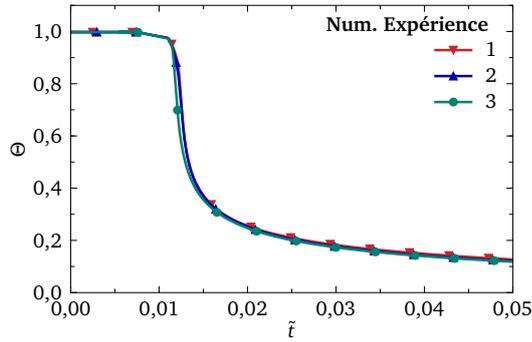
(c) Thermocouple 57.



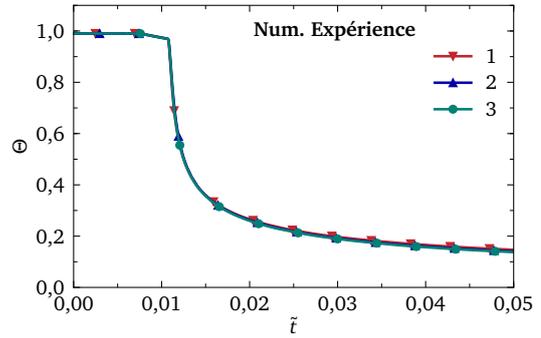
(d) Thermocouple 59.

FIGURE B.6 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.

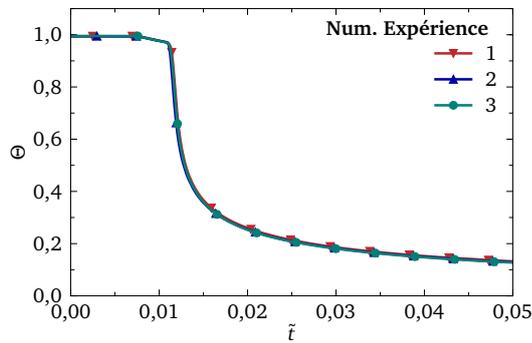
## B.2 Sous-refroidissement de 60°C



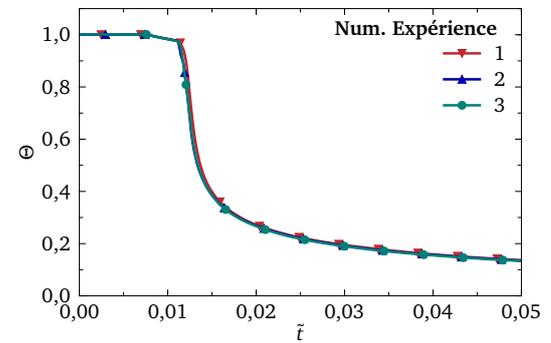
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

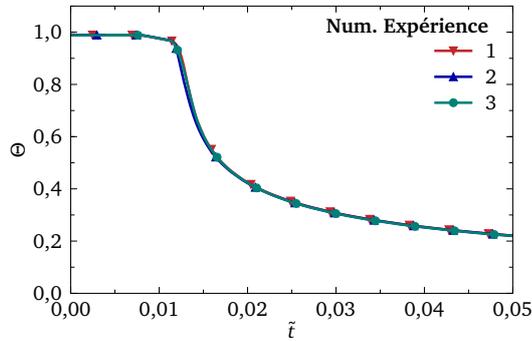


(c) Thermocouple 5.

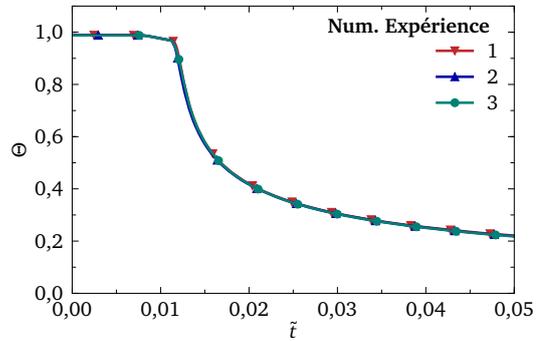


(d) Thermocouple 7.

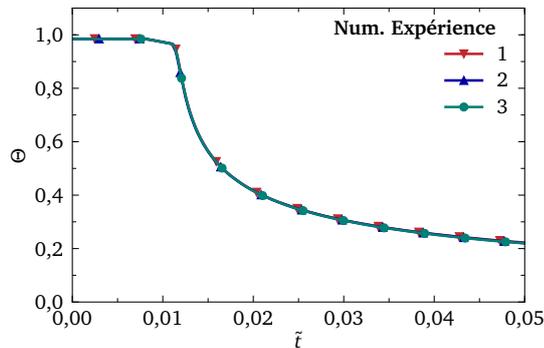
FIGURE B.7 – Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan AA.



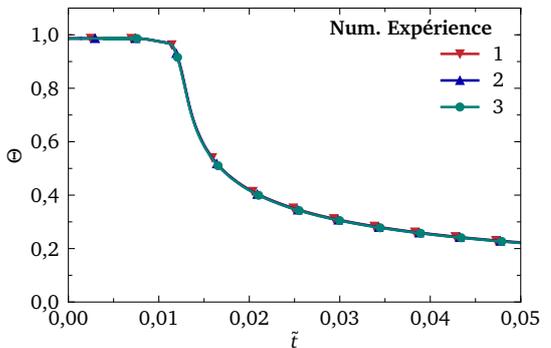
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.

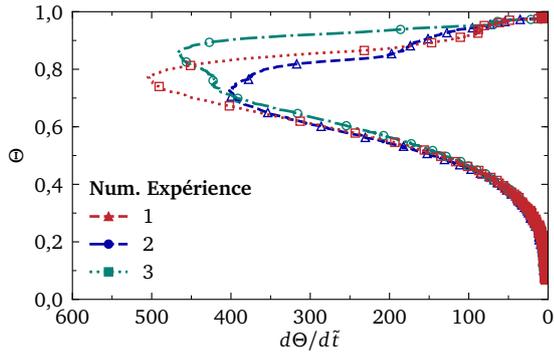


(c) Thermocouple 57.

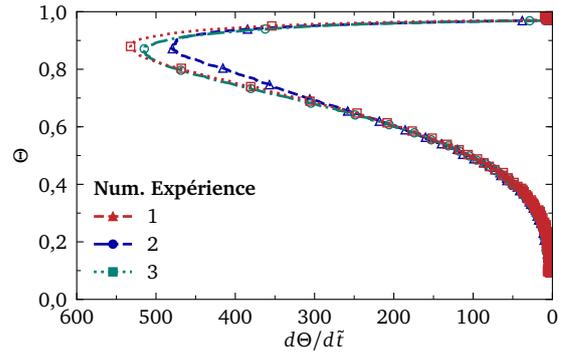


(d) Thermocouple 59.

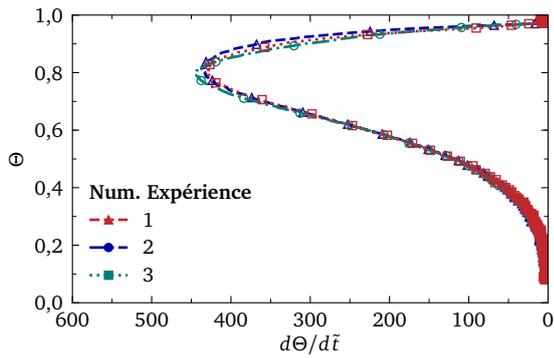
FIGURE B.8 – Thermogramme pendant la trempe des thermocouples placés dans le plan DD.



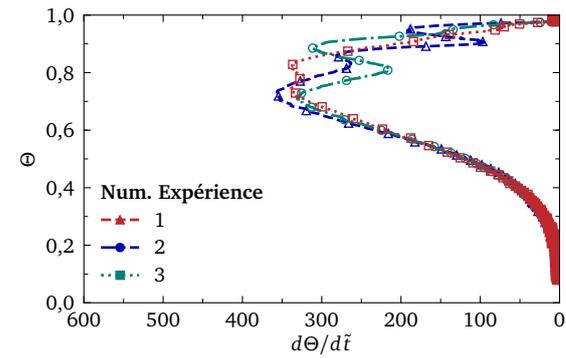
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

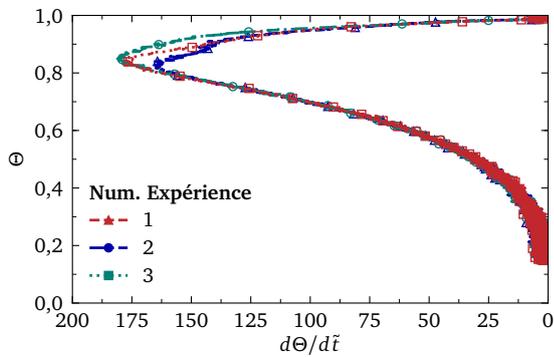


(c) Thermocouple 5.

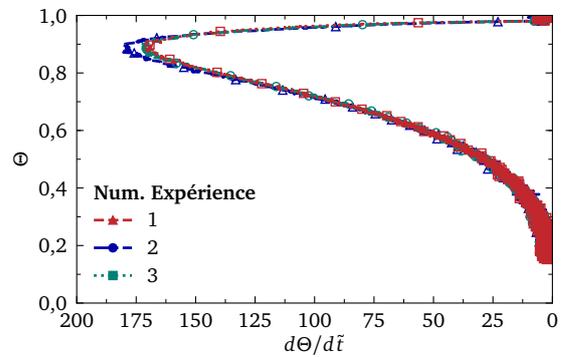


(d) Thermocouple 7.

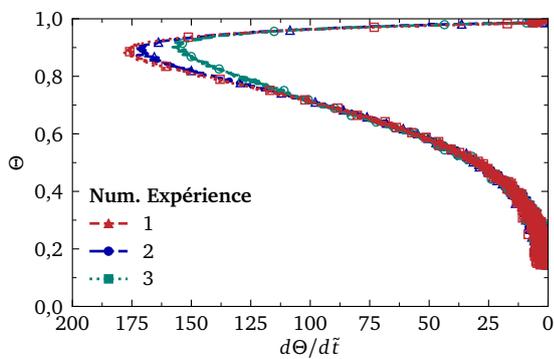
FIGURE B.9 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.



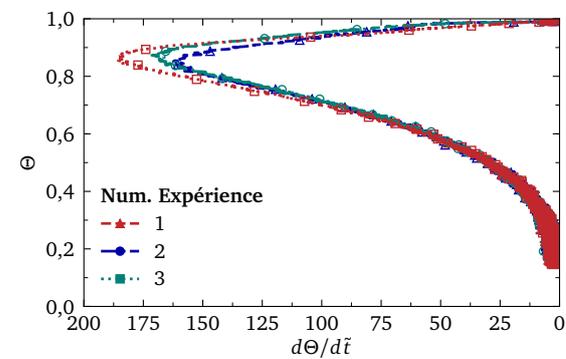
(a) Thermocouple 2.



(b) Thermocouple 4.

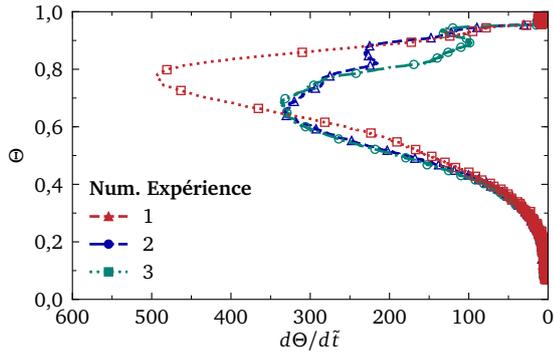


(c) Thermocouple 6.

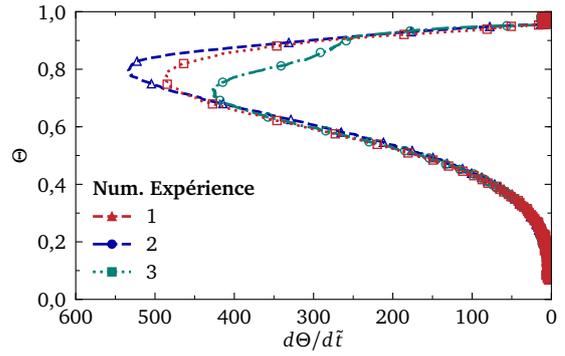


(d) Thermocouple 8.

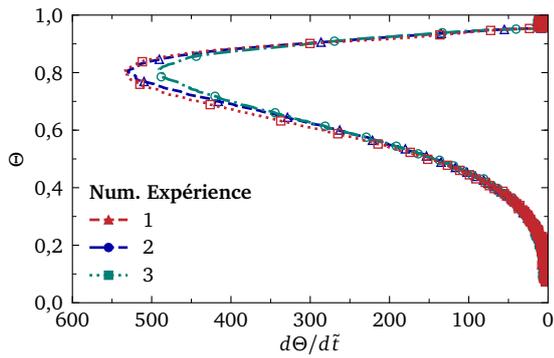
FIGURE B.10 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.



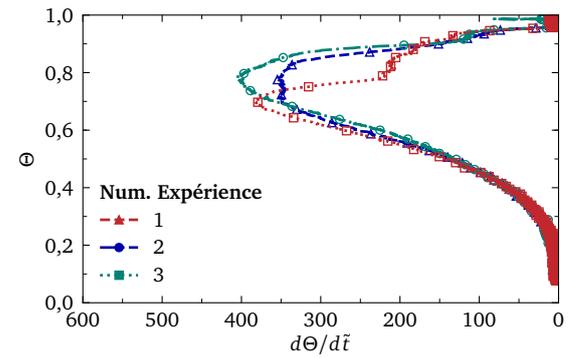
(a) Thermocouple 54.



(b) Thermocouple 56.

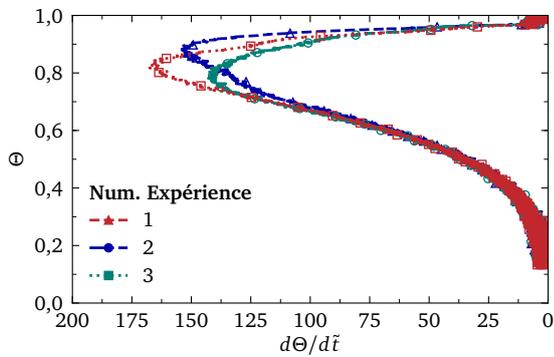


(c) Thermocouple 58.

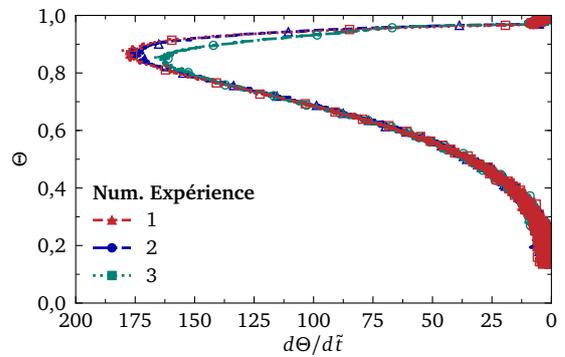


(d) Thermocouple 60.

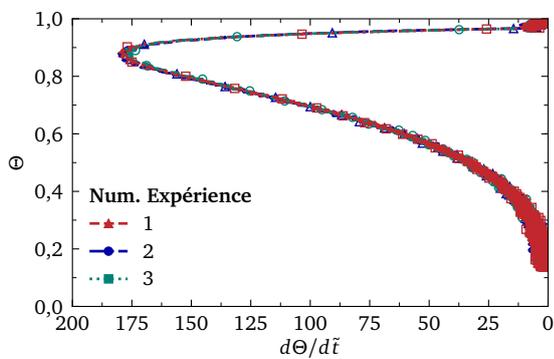
FIGURE B.11 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.



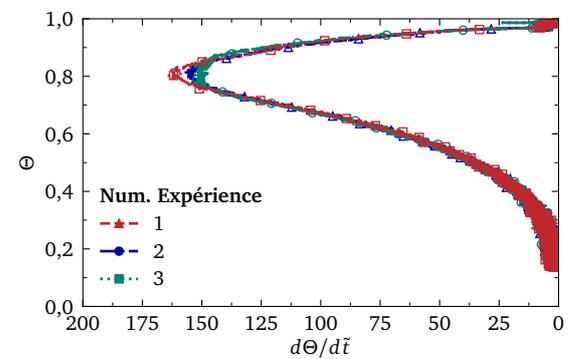
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.



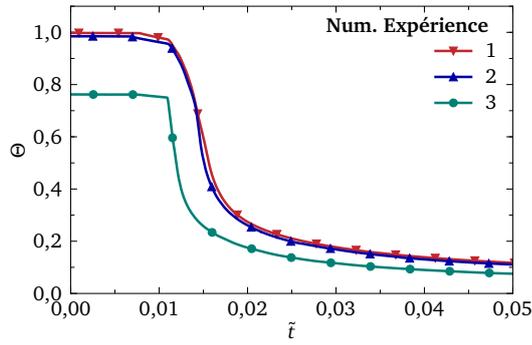
(c) Thermocouple 57.



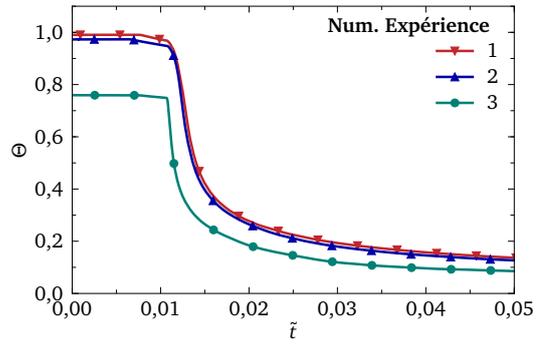
(d) Thermocouple 59.

FIGURE B.12 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.

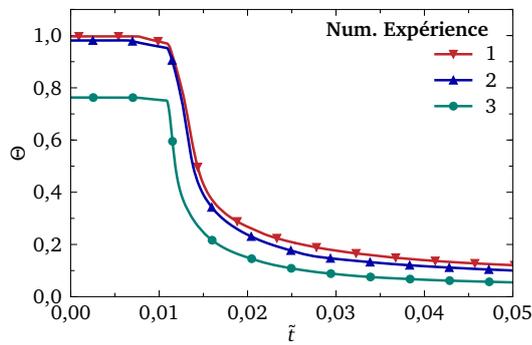
### B.3 Sous-refroidissement de 40°C



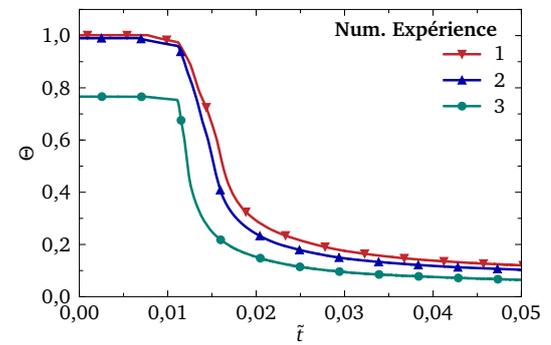
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

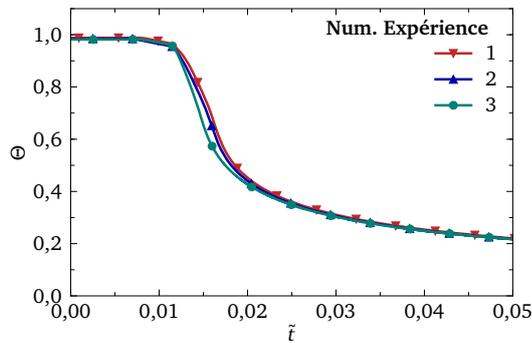


(c) Thermocouple 5.

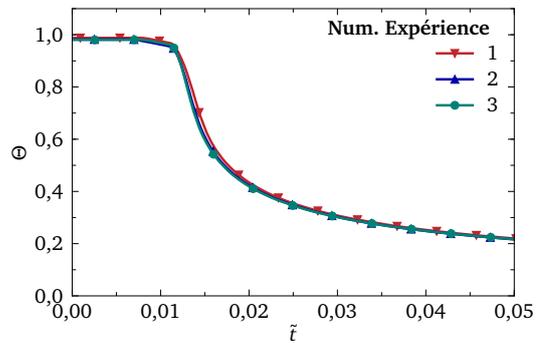


(d) Thermocouple 7.

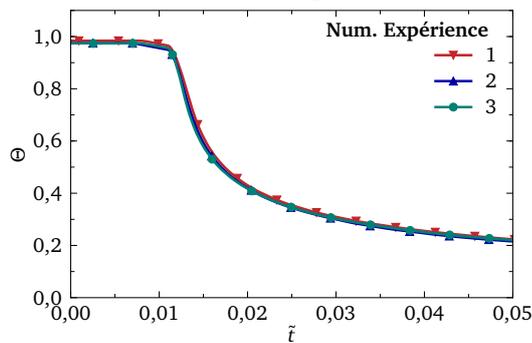
FIGURE B.13 – Thermogramme pendant la trempé des thermocouples placés dans le plan AA.



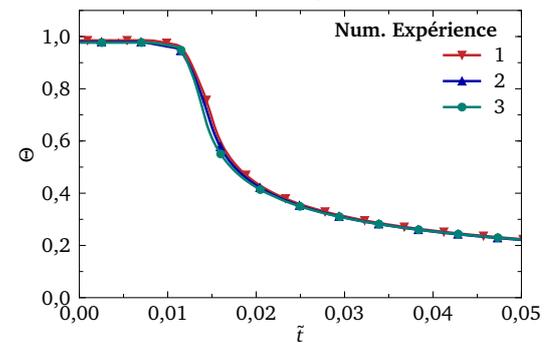
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.

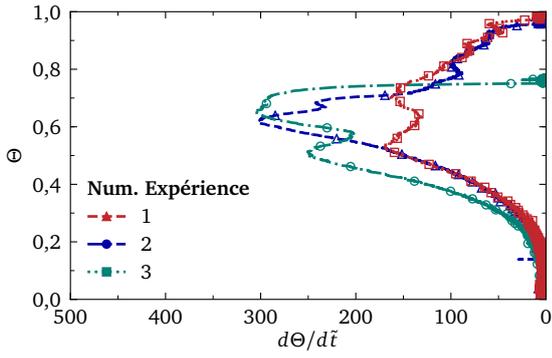


(c) Thermocouple 57.

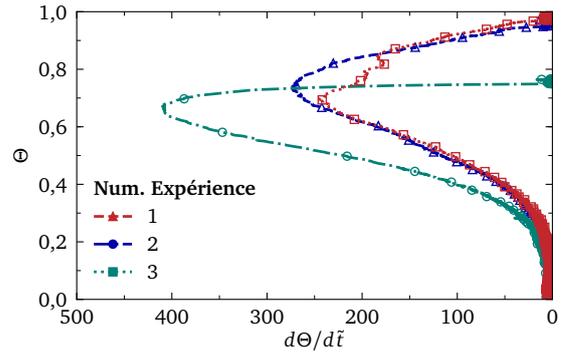


(d) Thermocouple 59.

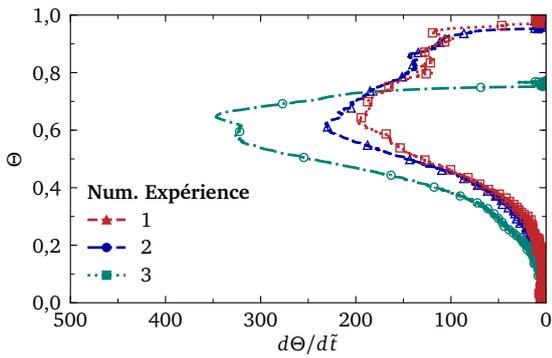
FIGURE B.14 – Thermogramme pendant la trempé des thermocouples placés dans le plan DD.



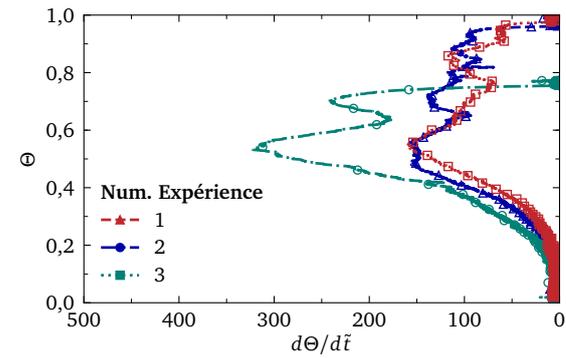
(a) Thermocouple 1.



(b) Thermocouple 3.

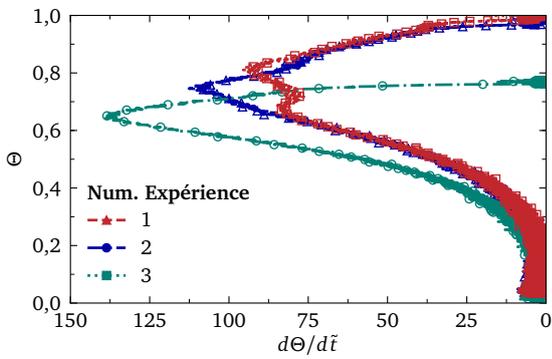


(c) Thermocouple 5.

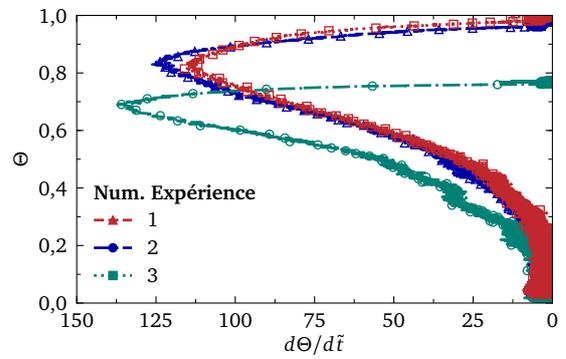


(d) Thermocouple 7.

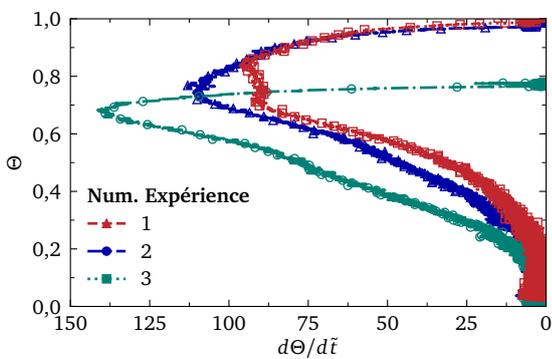
FIGURE B.15 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan AA.



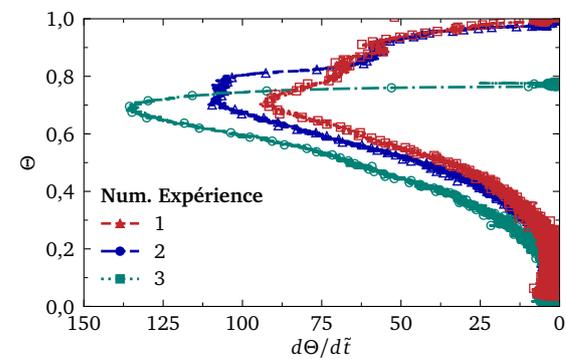
(a) Thermocouple 2.



(b) Thermocouple 4.

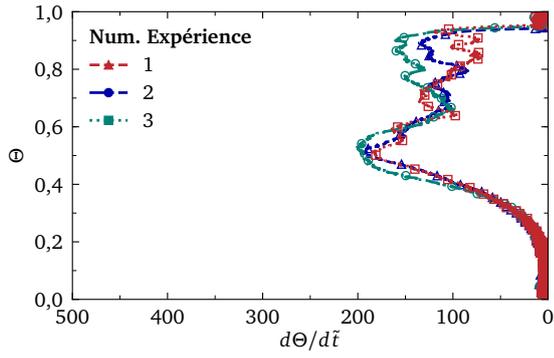


(c) Thermocouple 6.

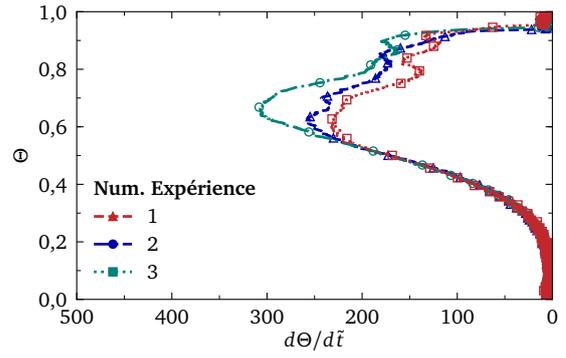


(d) Thermocouple 8.

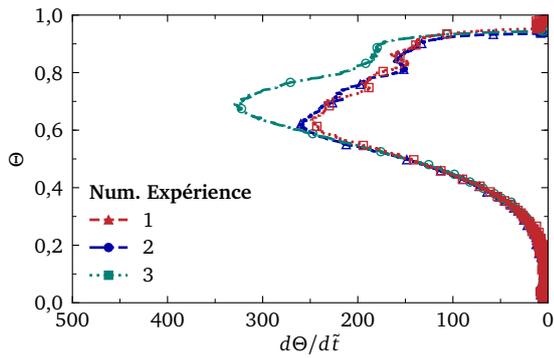
FIGURE B.16 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan BB.



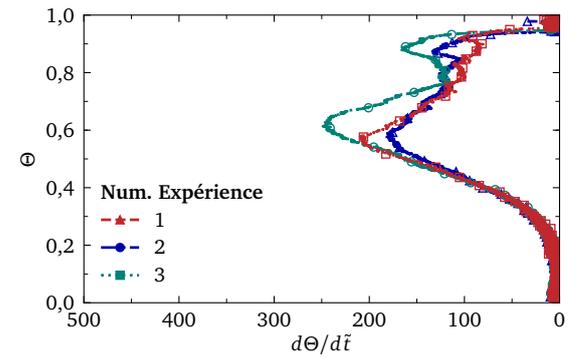
(a) Thermocouple 54.



(b) Thermocouple 56.

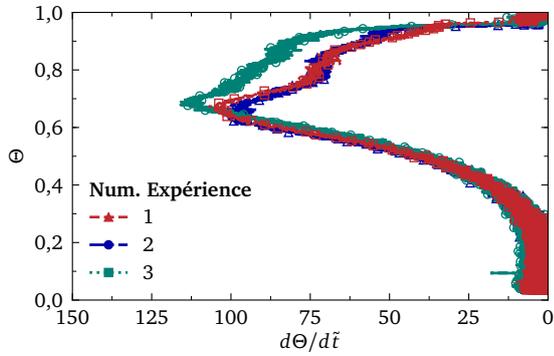


(c) Thermocouple 58.

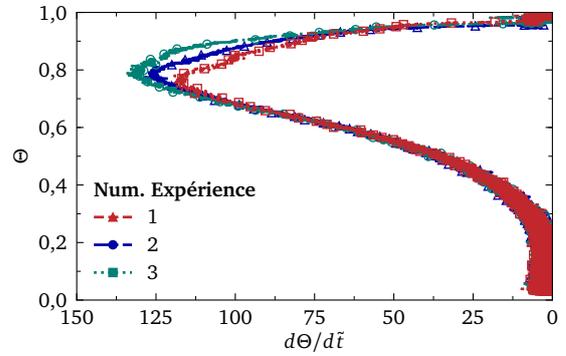


(d) Thermocouple 60.

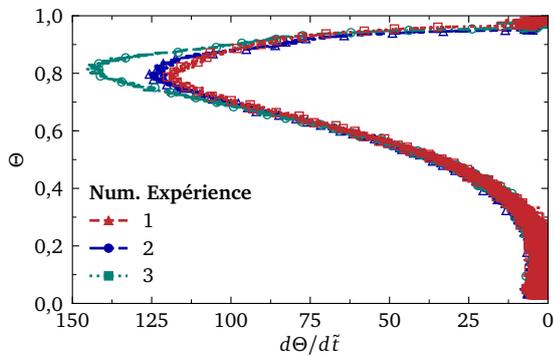
FIGURE B.17 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan DD.



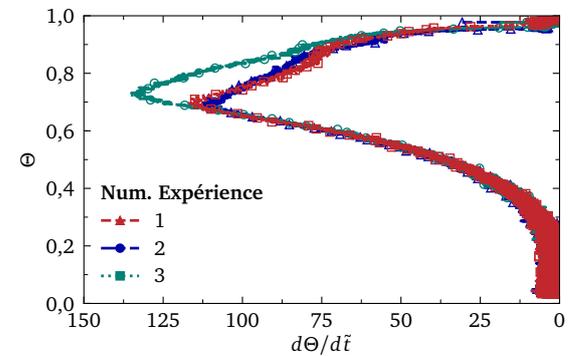
(a) Thermocouple 53.



(b) Thermocouple 55.



(c) Thermocouple 57.



(d) Thermocouple 59.

FIGURE B.18 – Température sans dimension en fonction de la vitesse de refroidissement sans dimension, plan CC.

## Annexe C

# Compléments expérience à échelle semi-industrielle

### C.1 Tableau des évènements

TABLEAU C.1 – Tableau évènementiel de la trempe sans agitation

$1000 \times \tilde{t}$	Évènements
-32,9	Début de l'ouverture de la porte du four
-28,3	Fin de l'ouverture de la porte du four
-27,3	Début de sortie de la pièce du four
-20,0	Pièce sortie du four et en position pour manutention
-12,8	Début de manutention (levage verticale dfe la pièce)
-11,8	Fin de levage verticale de la pièce, début translation horizontale
-7,2	Fin de translation horizontal, pièce au dessus de la piscine
-6,3	Début translation verticale pour immersion
-3,2	Début immersion grille de manutention
-1,9	Grille immergé à 1/3, pause dans l'immersion
-0,7	Reprise de l'immersion
-0,3	Grille totalement immergée
0,0	Bas du cylindre immergé
0,4	Milieux du cylindre immergé
0,7	Bas du cylindre immergé
1,4	Fin de manutention de la pièce, pièce immobile

## C.2 Instrumentation

### C.2.1 Position des thermocouples

Numéro de TC	Position (r / D, $\theta$ (deg), z / L)	Diamètre de perçage (mm)	Profondeur de perçage	Diamètre du TC (mm)	Type de perçage	TC avec retreint
1	[0,125,0,0,0,102]	2,1	0,145 D	2,0	PF	Non
2	[0,25,0,0,0,102]	2,1	0,145 D	2,0	PF	Non
3	[157,5,0, 0, 61]	2,1	61	2,0	PF	Non
4	[0,448,0,0,0,102]	2,1	0,145 D	2,0	PF	Non
5	[0,466,-3,0,0,102]	2,1	0,145 D	2,0	PF	Non
6	[0,493,0,0,0,102]	2,1	0,145 D	2,0	PF	Non
7	[0,0,0,0,0,995]	2,1	0,5 D	2,0	PF	Non
8	[0,0,0,0,0,9]	2,1	0,5 D	2,0	PF	Non
9	[0,0,0,0,0,5]	2,1	0,5 D	2,0	PF	Non
10	[0,0,0,0,0,1]	2,1	0,5 D	2,0	PF	Non
11	[0,0,0,0,0,005]	2,1	0,5 D	2,0	PF	Non
12	[0,488,-1,5,0,9]	0,6	0,012 D	0,5	PF	Oui
13	[0,467,-6,0,0,9]	1,1	0,033 D	1,0	PF	Oui
14	[0,488,6,5,0,5]	0,6	0,012 D	0,5	PF	Oui
15	[0,467,11,0,0,5]	1,1	0,033 D	1,0	PF	Oui
16	[0,488,-1,5,0,102]	0,6	0,012 D	0,5	PF	Oui
17	[0,467,-6,0,0,102]	1,1	0,033 D	1,0	PF	Oui
18	[0,126,5,0,0,508]	2,1	0,702 D	2,0	EE	Non
20	[0,249,5,0,0,517]	2,1	0,69 D	2,0	EE	Non
22	[0,374,5,0,0,5]	2,1	0,714 D	2,0	EE	Non
24	[0,46,5,0,0,498]	2,1	0,717 D	2,0	EE	Non
26	[0,478,8,0,0,507]	2,1	0,705 D	2,0	EE	Non
28	[0,491,17,6,0,505]	2,1	0,707 D	2,0	EE	Non
19	[0,125,0,0,0,9]	2,1	0,143 D	2,0	PF	Non
21	[0,25,0,0,0,9]	2,1	0,143 D	2,0	PF	Non
23	[157,5,9, 0, 540]	2,1	60	2,0	PF	Non
25	[0,451,0,0,0,9]	2,1	0,143 D	2,0	PF	Non
27	[0,471,-3,0,0,9]	2,1	0,143 D	2,0	PF	Non
29	[0,493,0,0,0,9]	2,1	0,143 D	2,0	PF	Non

TABLEAU C.2 – Position des thermocouples. EE : électro-érosion. PF : perçage foret.



**Titre :** Modélisation, simulation et étude expérimentale de l'ébullition dans le processus de trempe thermique

**Mots clés :** Modélisation, Simulation, Etude expérimental

**Résumé :** La trempe d'une pièce en acier est effectuée durant le processus de production afin d'améliorer sa résistance mécanique. Ce procédé thermique consiste à chauffer la pièce à haute température puis à la plonger dans un réfrigérant à basse température, qui peut entrer en ébullition. La vitesse de refroidissement de l'acier définit sa microstructure et ses propriétés mécaniques. La maîtrise de ce traitement thermique est cruciale pour les pièces en acier intervenant dans le circuit primaire d'une centrale nucléaire. Cette thèse propose une étude numérique et expérimentale des phénomènes d'ébullition générés dans le processus de trempe. Le principal objectif est de développer un modèle de simulation réaliste de la trempe pour des tailles de pièces typiques de l'industrie nucléaire. Une première partie porte sur l'étude de l'ébullition en film autour d'un solide immergé sur la base de simulations numériques directes (DNS) (disque et sphère). Des implémentations ont été réalisées dans le code de calcul DIVA afin de coupler différents modèles permettant de simuler l'ébullition, l'inclusion de frontières immergées, et la variabilité de la masse volumique de la vapeur. Ces couplages ont été validés en se comparant à des corrélations analytiques ou à des résultats expérimentaux. La convergence en temps et en espace a également été étudiée. Une étude paramétrique de l'ébullition en film autour d'une sphère fortement surchauffée et immergée dans un liquide sous-refroidi a finalement été menée. Cette étude a permis de mieux comprendre la répartition du flux massique de changement de phase et la distribution angulaire du nombre de Nusselt.

Dans un second temps, une première étude expérimentale portant sur la trempe d'acier inoxydable SS304L pour différents sous-refroidissements a été effectuée. Cette trempe est réalisée sur les deux extrémités d'un cylindre, positionné horizontalement. La face latérale est isolée thermiquement. Le cylindre a été préalablement chauffé puis refroidi dans de l'air pour créer une large couche d'oxyde à la surface. Par la suite, les trempes sont réalisées dans de l'eau. L'analyse des relevés de température montre une forte dépendance du refroidissement de la pièce au sous-refroidissement. Toutefois, il semble exister un seuil à partir duquel l'augmentation du sous-refroidissement n'accélère plus autant le refroidissement de la pièce en acier. La répétabilité des expériences est également satisfaisante sur trois essais. Ces données pourront être utilisées pour valider des codes de calcul. Bien qu'initialement l'expérience ait été conçue pour mesurer le flux thermique lors de la trempe, il est apparu finalement que l'estimation du flux sur ce dispositif est perturbée par des biais de mesure. L'effet de ces derniers a été quantifié pour une configuration simplifiée. Ces derniers sont d'autant plus importants que le refroidissement est rapide.

Une deuxième expérience de trempe a été réalisée sur un cylindre en acier SS304L, de dimension semi-industrielle, et positionné verticalement. L'instrumentation avec des thermocouples pour cette pièce de grande taille ainsi que la manutention de cette dernière ont posé des difficultés techniques qui ont réduit l'expérience à un seul essai. Les mesures obtenues permettront d'enrichir les bases de données pour valider des codes de calcul. En parallèle, un jumeau numérique a été développé avec le code STAR-CCM+. Il s'appuie sur des corrélations issues de la littérature pour modéliser l'échange de chaleur entre le solide et le fluide. L'écoulement fluide diphasique est traité par un modèle de volume de fluide (VOF) associé à une modélisation URANS de la turbulence de type  $k$ - $\epsilon$  réalisable. Les résultats des simulations comprenant l'ensemble du dispositif expérimental sont en bon accord avec les données expérimentales. Le refroidissement est très bien prédit pour le bas du cylindre, mais le modèle prédit un refroidissement plus rapide pour le milieu et le haut du cylindre.

**Title:** Modeling, simulation and experimental study of boiling in the thermal quenching process

**Key words:** Modeling, Simulation, Experimental study

**Abstract:** Quenching a steel piece is performed during the production process to improve its mechanical strength. This thermal process involves heating the part to a high temperature and then immersing it in a low-temperature coolant, which then might boils. The steel cooling rate determines its microstructure and mechanical properties. Controlling this heat treatment is crucial for steel pieces used in the primary circuit of a nuclear power plant. This thesis proposes a numerical and experimental study of the boiling phenomena generated in the quenching process. The main objective is to develop a realistic simulation model of the quenching process for piece sizes typical of the nuclear industry.

The first part of the study focuses on film boiling around an immersed solid based on direct numerical simulations (DNS) (disk and sphere). Implementations have been made in the local DIVA code to couple different models for simulating boiling, including immersed boundaries, and vapor density variability. These couplings were validated by comparison with analytical correlations or experimental results. Convergence in time and space has also been demonstrated. Finally, a parametric study of film boiling around a highly superheated sphere immersed in a subcooled liquid was carried out. This led to a better understanding of the phase-change mass flux distribution and the angular distribution of the Nusselt number.

Secondly, an initial experimental study was carried out on the quenching of SS304L stainless steel at different subcooling temperatures. Quenching is performed on both ends of a horizontally positioned cylinder. The side face is thermally insulated. The cylinder was first heated and then cooled in air to create a thick oxide layer on the surface. Quenching is then carried out in water. Analysis of the temperature readings shows a strong dependence of cooling on subcooling. However, there appears to be a threshold at which increasing subcooling no longer accelerates the cooling of the steel piece to the same extent. The repeatability of the experiments is also satisfactory for all three tests. These data can be used to validate calculation codes.

Although the experiment was initially designed to measure the heat flux during quenching, it eventually became apparent that the experimental setup did not allow for a correct estimation of this flux due to measurement biases. The effect of these biases has been quantified for a simplified configuration. The more rapid the cooling, the greater the bias.

A second quenching experiment was carried out on a semi-industrial SS304L steel cylinder, positioned vertically. Instrumentation with thermocouples for this large piece, as well as its handling, posed technical difficulties that reduced the experiment to a single trial. The measurements obtained will be used to enrich databases for validating calculation codes. In parallel, a digital twin has been developed with the CFD code STAR-CCM+. It uses correlations from the literature to model heat exchange between the solid and the fluid. Two-phase fluid flow is considered using a volume of fluid (VOF) model, combined with URANS  $k$ - $\epsilon$  realizable turbulence modeling. The results of simulations involving the entire experimental set-up are in good agreement with the experimental data. Cooling is very well predicted for the bottom of the cylinder, but the model predicts faster cooling for the middle and top of the cylinder.