UNIVERSITÉ DE LORRAINE | BIBLIOTHÈQUES UNIVERSITAIRES

AVERTISSEMENT
DROIT D'AUTEUR

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document. Toute contrefaçon, plagiat ou reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact bibliothèque : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr
(Cette adresse ne permet pas de contacter les auteurs)

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

UNIVERSITÉ DE LORRAINE
34 COURS LÉOPOLD — CS 25233
54052 NANCY CEDEX
TÉL : 03 54 50 54 00
CONTACT@UNIV-LORRAINE.FR
WWW.UNIV-LORRAINE.FR

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Lorraine

Spécialité « Énergie et Mécanique »

présentée et soutenue publiquement par

Thomas POTAUFEUX

le 17 décembre 2025

Étude expérimentale de la dissipation de chaleur produite par l'impact de goutte sur des parois fonctionnalisées

École doctorale
SIMPPÉ – Sciences et Ingénierie des Molécules, des Produits, des Procédés, et de l'Énergie

Unité de recherche
LEMTA, UMR 7563, CNRS, Université de Lorraine

Composition du jury

Président du jury	Thierry CZERWIEC	Professeur – IJL – Université de Lorraine
Rapporteur	Sanjeev CHANDRA	Professeur – CACT – University of Toronto, Canada
Rapporteur	Sébastien TANGUY	MCF HDR – IMFT – Université Paul Sabatier
Examinatrice	Maria Rosaria VETRANO	Professeure – KU Leuven – Université de Leuven, Belgique
Examinateur	Arthur V. S. OLIVEIRA	Professeur assistant – EESC-USP – Université de Sao Paulo, Brésil
Directeur de thèse	Guillaume CASTANET	Directeur de Recherche – LEMTA – CNRS
Co-directrice de thèse	Ophélie CABALLINA	MCF – LEMTA – Université de Lorraine

Remerciements

Mes premiers remerciements iront à ma direction de thèses, Guillaume CASTANET et Ophélie CABALLINA pour leur confiance qu'ils m'ont accordée depuis le jour de mon arrivé au LEMTA. J'ai eu la chance de travailler quotidiennement avec vous et ça a toujours été un immense plaisir, je ne pouvais espérer meilleur cadre.

En tant que directeur de thèse, Guillaume, tu m'as tellement appris. Tes compétences scientifiques profondes dans une aussi large gamme de disciplines sont pour moi une source d'inspiration. Ta capacité à persévérer face aux difficultés te permet d'aller jusqu'au bout des choses, là où beaucoup d'autres abandonnent. Enfin ton sens de l'humour permet de garder le sourire malgré les fréquents obstacles qui se dressent au cours d'une thèse.

En qualité de co-encadrante, Ophélie je suis ravi d'avoir travaillé en ta compagnie car au-delà d'appui scientifique indéniable, tu as toujours été là pour me soutenir et me conseiller au cours de l'élaboration de cette thèse. Ton humanité et ta pédagogie rendent nos échanges et débats toujours intéressants mais bienveillants. Merci aussi pour tes relectures minutieuses de l'ensemble des textes que j'ai pu produire, ton talent pour la rédaction est indéniable !

Je tiens à remercier Thierry CZERWIEC pour avoir accepté de présider mon jury de thèse ainsi que pour le temps qu'il a consacré à ma recherche. Sanjeev CHANDRA et Sébastien TANGUY m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse et d'avoir pris le temps de lire ce très long manuscrit. Leurs remarques m'ont permis d'envisager mon travail sous un autre angle. Pour tout cela, je les remercie. Enfin, je tiens à remercier Maria Rosaria VETRANO et Arthur V. S. OLIVEIRA pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse et pour leurs remarques pertinentes sur le travail réalisé.

Un grand merci à l'atelier mécanique du LEMTA, Jérémie, Sébastien et Joris, vos talents de conception/réalisation sont de vraies opportunités pour le LEMTA. Je veux aussi remercier le service électronique, Mathieu et Jamel pour leur expertise dans le domaine de l'électronique, Simon pour tes qualité humaines et les bons moments que nous avons passé ensemble dans cette aventure M2 à la fac. Hadrien, notre ingénieur à tout faire en optique. Et enfin le service administratif, notamment Virginie et Valérie pour votre aide dans les méandres de l'administration française, qui reste pour moi la plus grande énigme de cette thèse.

Un immense merci à tou les gens qui constituent ce laboratoire en particulier les doctorants. Kaoutar, avec qui nous avons partagé cette aventure en salle de manip. Ton souri constant restera gravé dans ma mémoire. Émillie, doctorante du LEM3 adoptée au LEMTA, pour ton soutien sans faille au quotidien. Guillaume et maxime pour votre humour. Emeric pour le SAV sur LATEX. Big up à la team volley, Joic, Valentin, Natallia, Quentin, Wisssem et Azzedin.

Enfin, mes derniers remerciements iront à mes ami.e.s qui m'ont toujours soutenue, à commencer par Eyrian avec qui nous nous suivons depuis plus de 20 ans. Julien et Vincent qui me régale tous les jours de leurs meilleurs memes. Gregoire B, qui aurait pu prédire qu'on en arriverait là ensemble au moment où nous nous sommes rencontrés. Gregoire R pour les bons moments que nous passons toujours ensemble. L'équipe jeux, Alan, Nicolas,

Mathilde, Clémence... Et tous les autres que je n'ai pas pu citer ici. Je vous remercie du plus profond de mon cœur !

À tout ceux que j'aime,

Sommaire

1 Introduction **1**
1.1 Motivation . . . 1
1.2 Les fondamentaux de la mouillabilité et du changement de phase . . . 5
1.2.1 Angle de contact . . . 5
1.2.2 Évaporation, ébullition et transfert de chaleur . . . 10
1.2.3 Théorie de la nucléation homogène . . . 12
1.2.4 Nucléation hétérogène et site de nucléation . . . 14
1.3 Impact sur surfaces isothermes . . . 19
1.3.1 Différents régimes d'impact observables . . . 19
1.3.2 Les différentes phases de la dynamique à l'impact . . . 21
1.3.3 Carte des régimes . . . 24
1.3.4 Estimation de l'étalement maximal . . . 27
1.4 Impact sur des surfaces chaudes . . . 28
1.4.1 Carte des régimes . . . 28
1.4.2 Évaporation . . . 39
1.4.3 Ébullition nucléée . . . 45
1.4.4 Ébullition de transition . . . 46
1.4.5 Ébullition en film et point de Leidenfrost . . . 49
1.5 But de la thèse . . . 50
Bibliographie . . . 62

2 Système expérimental utilisé pour l'étude de l'impact de goutte **63**
2.1 Génération des gouttes . . . 64
2.2 Surfaces impactées et dépôts . . . 65
2.2.1 Quel substrat utiliser ? . . . 66
2.2.2 Les dépôts de TiAL et TiAlN et de SL2 . . . 68
2.3 Dispositif de chauffage . . . 73
2.4 Caméra ombroscopique . . . 74
2.5 La caméra Infra-Rouge . . . 75
2.5.1 Bruits de mesures . . . 77
Bibliographie . . . 83

3 Modélisation du transfert de chaleur dans le saphir et résolution du problème inverse associé **84**
3.1 Résolution d'un problème inverse de conduction thermique . . . 84
3.1.1 Méthodes de résolution et de régularisation . . . 85
3.1.2 Outils mathématiques utilisés . . . 87

3.2 Résolution mathématique du problème inverse . . . 88
3.3 Implémention numérique . . . 95
3.3.1 Transformation en sinus . . . 95
3.3.2 Stabilité de la convolution . . . 95
3.3.3 Informations complémentaires : . . . 97
3.4 Validation . . . 98
3.4.1 Inversion . . . 98
3.4.2 Hypothèse de non thermodépendance . . . 101
3.4.3 Nombre de mode en surface . . . 103
3.5 Conclusion . . . 106
Bibliographie . . . 107

4 Interaction rayonnement–conduction dans le saphir : impact sur l'inversion du flux thermique 108
4.1 Nécessitée du modèle . . . 109
4.2 Les bases du modèle . . . 111
4.2.1 Les principes fondamentaux du rayonnement . . . 111
4.2.2 Hypothèses du modèle . . . 112
4.2.3 Le fonctionnement . . . 115
4.3 Mesures FTIR pour la caractérisation des propriétés optiques . . . 118
4.3.1 Caractérisation de la transmittance . . . 121
4.3.2 Coefficient de réflexion du saphir dans l'air . . . 121
4.3.3 Coefficient d'absorption du saphir . . . 122
4.3.4 Coefficient de réflexion du TiAlN . . . 125
4.3.5 Estimation des émissivitées . . . 127
4.4 Le modèle radiatif . . . 128
4.4.1 Émissions des photons . . . 128
4.4.2 Vérifications des coefficients trouvés . . . 130
4.4.3 Comparaison du modèle avec des mesures expérimentales . . . 131
4.5 Méthodes de correction du saphir . . . 133
4.5.1 Stratégies de correction des images IR . . . 133
4.6 Validation numérique . . . 137
4.6.1 Efficacité des différentes méthodes de correction du saphir et nombre d'itérations nécessaires . . . 137
4.6.2 Nombre de z et de mode pour reconstruire le champs de température . . . 139
4.6.3 Influence de l'épaisseur du dépôt sur les mesures thermiques . . . 140
4.6.4 Effet de la fréquence . . . 141
4.7 Validations expérimentales . . . 143
4.7.1 Validation par les gouttes d'eau . . . 143
4.7.2 Validation par transfert de chaleur dans un solide . . . 144
4.8 Conclusion . . . 146
Bibliographie . . . 148

5 Description des expériences et classification des régimes 149
5.1 Choix des paramètres à étudier . . . 149
5.2 Comportement d'une goutte sur une paroi chaude . . . 150
5.2.1 Surface TiAlN . . . 155
5.2.2 Surface TiAl . . . 158

5.2.3 Surface SL2 . . . 162
5.3 Étude du temps de résidence de la goutte . . . 166
5.3.1 Temps caractéristiques . . . 166
5.3.2 Effet du nombre de Weber sur le temps de résidence . . . 169
5.3.3 Effet de la mouillabilité sur le temps de résidence . . . 171
5.3.4 Comparaison avec des modèles . . . 172
5.4 Première nucléation . . . 174
5.5 Conclusion . . . 177
Bibliographie . . . 178

6 Étude couplée de la dynamique et des transferts de chaleur lors de l'impact 179
6.1 Facteur d'étalement . . . 179
6.1.1 Reproductibilité des mesures du facteur d'étalement . . . 180
6.1.2 Étude de l'étalement et de la déposition des gouttes à faible température de surface . . . 181
6.1.3 Comportement dynamique à plus haute température . . . 189
6.1.4 Comportement dynamique à très haute température . . . 192
6.2 Étude du refroidissement de la surface . . . 194
6.2.1 Effet de la mouillabilité et du nombre de Weber sur la température minimale . . . 195
6.2.2 Comparaison aux modèles . . . 198
6.2.3 Température de contact et première nucléation . . . 199
6.2.4 Classification des régimes basée sur les temps caractéristiques . . . 201
6.3 Densité de flux de chaleur à l'impact . . . 203
6.3.1 Densité de flux maximale globale . . . 204
6.3.2 Densité de flux maximale temporelle . . . 208
6.4 Flux de chaleur échangé lors de l'impact . . . 210
6.4.1 Évolution du flux thermique durant la phase d'impact . . . 210
6.4.2 Modélisation du flux thermique . . . 213
6.4.3 Étude du flux maximal . . . 217
6.5 Énergie prélevée par le refroidissement au cours de l'impact . . . 226
6.6 Énergie échangée à l'impact . . . 230
6.6.1 Efficacité du refroidissement . . . 232
6.7 Conclusion . . . 234
6.8 Figures . . . 236
Bibliographie . . . 246

7 Études des régimes et leurs conséquences sur le refroidissement de la paroi 247
7.1 Phase d'évaporation . . . 247
7.1.1 Cas d'évaporation totale . . . 248
7.1.2 Reconstruction du volume de la goutte et de l'angle de contact . . . 252
7.1.3 Densité de flux et ligne triple . . . 257
7.1.4 Relation angle de contact et densité de flux . . . 258
7.1.5 Densité de flux et flux sur l'ensemble de la surface d'échange . . . 265
7.1.6 Conclusion sur l'évaporation . . . 268

7.2 L'ébullition d'une goutte d'eau 269
7.2.1 Apparitions des différents régimes 271
7.2.2 Déclenchement des différents régimes d'ébullitions 276
7.2.3 Effets des régimes sur les transferts thermiques à la paroi 280
7.2.4 Importance des différents régimes 287
7.3 Segmentation des images – Méthodologie et analyse 290
7.3.1 Étape 1 – Prétraitement et conditionnement des images 290
7.3.2 Étape 2 – Détection des contours : méthode Laplacian of Gaussian (LoG) 292
7.3.3 Étape 3 – Détection et analyse des objets 293
7.3.4 Variante robuste 295
7.3.5 Utilisation des images segmentées 297
7.3.6 Conclusion sur la segmentation des images 299
7.4 Bilan global des transferts de chaleur 301
7.5 Conclusion 304
Bibliographie 305

8 Conclusion et perspective **306**
8.1 Conclusion 306
8.1.1 Imagerie du flux thermique en surface résolue en temps et en espace . . . 306
8.1.2 Classification des régimes 307
8.1.3 Étude de la phase d'impact 307
8.1.4 Étude des régimes post-impact 308
8.2 Perspectives 309
8.2.1 Exploitation et enrichissement de la base de données 309
8.2.2 Étude de l'ébullition de transition à plus hautes températures 309
8.2.3 Nouveaux types de surfaces 310
8.2.4 Impacts de gouttes multiples 310
Bibliographie 311

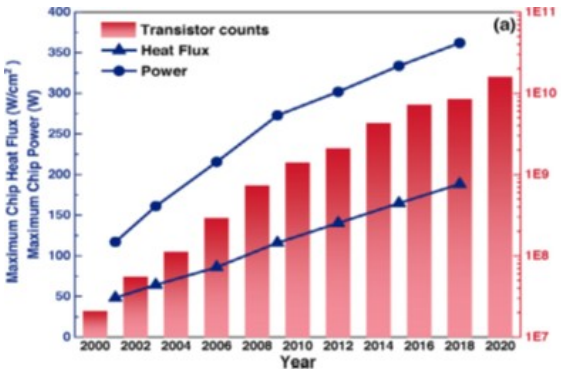
Résumé **312**

Chapitre 1

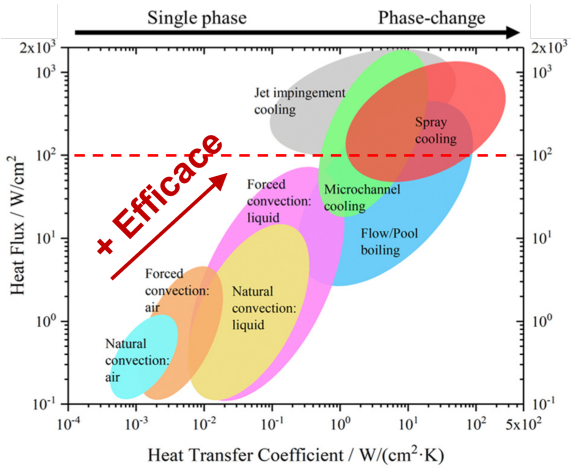
Introduction

1.1 Motivation

La production d'électricité repose encore largement sur les combustibles fossiles, qui émettent des gaz à effet de serre. Il est essentiel de promouvoir une transition vers des sources d'énergie plus propres et plus durables. En complément, l'amélioration de l'efficacité énergétique et l'adoption de pratiques de consommation responsables doivent également contribuer à réduire la demande globale d'électricité. Le secteur numérique, notamment via les data centers, est responsable de plus de 5% de la consommation électrique mondiale [1], et cette proportion devrait continuer à croître dans les années à venir [2]. D'après l'ADEME, l'agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie, les centres de données pourraient représenter 6 % de la consommation d'électricité en France en 2050. Près de 40 % de cette consommation énergétique est attribuée aux systèmes de refroidissement nécessaires pour maintenir une température optimale et assurer la fiabilité et pérennité des équipements [3]. La méthode la plus utilisée pour refroidir ces centres de données est la climatisation à air, qui est une stratégie très énergivore, car la méthode est peu efficace.



(a) Projections du flux de chaleur maximal et de la dissipation de puissance pour les puces à microprocesseur. Issu de [4] avec permission.



(b) Comparaison des capacités des différents systèmes de refroidissement.

De plus, le refroidissement de composants électroniques tels que des processeurs, en raison de leur miniaturisation et de leur augmentation de leur puissance, rend nécessaire le développement d'un système permettant de dissiper des densités de flux de chaleur de

plus en plus élevées (voir Figure 1.1a). Ces appareils doivent désormais dissiper un flux de chaleur supérieur à plusieurs centaines de W/cm^2 et cette demande en dissipation de hauts flux thermiques ne cesse d'augmenter, pour atteindre probablement le millier de Watt par mettre carré prochainement. Parmi les systèmes de refroidissement existants, alors que la convection naturelle permet d'atteindre environ $10^{-1} - 10^{0}$ W/cm^2, les systèmes par convection forcée, plus efficaces, sont vite limités à des densités de flux de quelques 10^{2} W/cm^2. Une technique à plus haut potentiel est le refroidissement par pulvérisation de liquide, *Spray cooling*. Cette technique, lorsqu'elle met à profit le transfert de chaleur par changement de phase, permet d'atteindre des densités de flux thermique supérieures à 1000 W/cm^2, ce qui en fait l'une des méthodes les plus efficaces [5] (Figure 1.1b). Le refroidissement par pulvérisation de liquide présente également d'autres avantages tels qu'un refroidissement homogène, une moindre consommation de fluide caloporteur et un coût relativement faible.

Les premières études visant à caractériser le refroidissement par pulvérisation de gouttelettes sur des surfaces chaudes remontent aux années 1950 [6], principalement axées sur les développements et les applications dans l'industrie sidérurgique [7], [8], [9] où la gestion de la chaleur est cruciale pour la maîtrise du refroidissement thermique rapide, phase du traitement qui permet la qualification du type d'acier. Plus récemment, le refroidissement par pulvérisation de liquide est utilisé comme technique permettant d'augmenter la performance des panneaux solaires [10]. De façon générale, il est considéré comme un système de choix pour la gestion thermique et la dissipation de hauts flux thermiques dans de nombreux secteurs industriels (véhicules électriques, aérospatiale...).

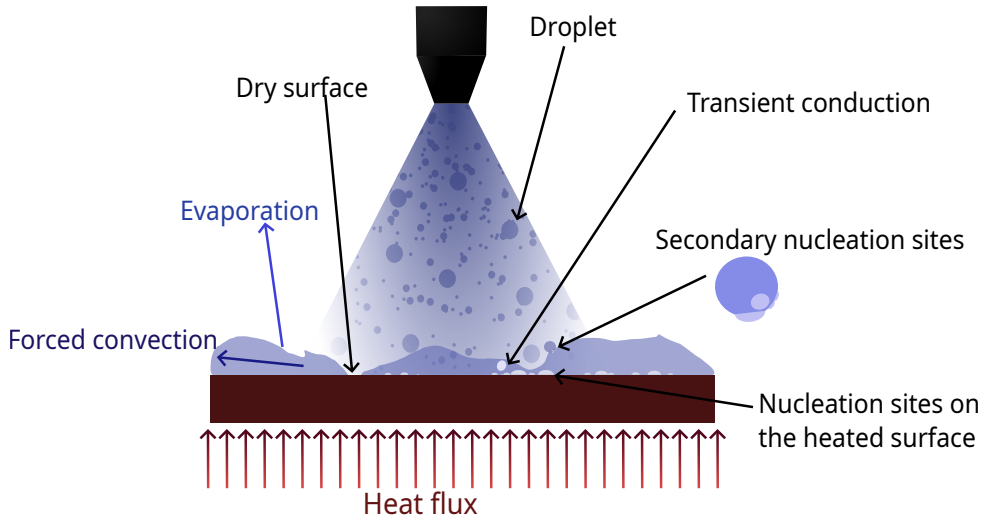


FIGURE 1.2 – Illustration des phénomènes thermiques lors de l'impact d'un spray de gouttelettes sur une surface chauffée.

Cependant, la mise en application d'un système de refroidissement par pulvérisation n'est pas une chose triviale tant dans son dimensionnement que dans la prédiction de son efficacité. Les phénomènes physiques impliqués et illustrés sur la Figure 1.2, ne sont pas simplement une superposition linéaire de phénomènes liés à un nombre donné d'impacts individuels de gouttes mais une combinaison non linéaire de ces impacts, résultant d'interactions hydrodynamiques et thermiques collectives au niveau de la surface chauffée. Par conséquent, il est actuellement impossible de prédire les performances d'un système de refroidissement par spray avec une grande précision en raison des nombreux paramètres impliqués [11] et bien résumés par Cheng *et al.* [12]. Les recherches réalisées sur le re-

froidissement diphasique par spray ont majoritairement permis d'obtenir des corrélations reliant le transfert de chaleur aux paramètre globaux du spray. En guise d'illustration, on peut citer les travaux de S. C. Yao et K. J. Choit [13]. Ces derniers ont développé et étudié un spray spécifique dont la plupart des gouttelettes ont la même taille. Ils ont constaté qu'à débit très faible, la taille et la vitesse des gouttelettes ont des effets observables sur le transfert de chaleur dans le régime d'ébullition en film. À un débit élevé, les effets deviennent insignifiants. La contribution de la convection d'air dans le jet au transfert de chaleur global est relativement faible. Il est ressorti que le flux massique liquide G_L est le paramètre principal affectant le transfert de chaleur lors de l'impact d'un spray. S. C. Yao et K. J. Choit ont ainsi proposé la corrélation suivante pour modéliser le flux de chaleur à la paroi q''_W, lors du refroidissement par spray :

$$q''_W = 170\ (G_L)^{0,76}$$

avec $0,0091 \leq G_L \leq 0,21$ g/cm^2/s. D'autres études ont permis d'obtenir des corrélations permettant d'estimer le nombre de Nusselt Nu pour le refroidissement par pulvérisation, comme par exemple, celle issue de [14] où :

$$Nu = 80,98\ Re^{0,0127}\ Pr^{0,17}\ We^{0,464}\ \epsilon^{0,261}$$

où le nombre de Reynolds est défini par $Re = \frac{G_L\ D}{\mu_l}$, le nombre de Weber par $We = \frac{\rho_l u^2 d_{32}}{\sigma}$ et l'intensité d'évaporation par $\epsilon = \frac{T_{w0} - T_{d0}}{T_{\text{sat}}}$; D est le diamètre équivalent de la surface chauffée, u la vitesse du spray et d_{32} le diamètre moyen de Sauter. Le domaine de validité de cette corrélation a été évalué à $Re = 100$–1000 ; $We = 1000$–4000 et $\epsilon = 0,15$–$0,7$. De nombreuses autres corrélations sont disponibles dans la littérature [15][16].

Malheureusement, les tendances dégagées par ces corrélations sont parfois contradictoires et, pour la plupart, sont limitées à une buse d'injection particulière et au seul fluide étudié. Elles s'avèrent donc particulièrement difficiles à interpréter et à transposer à d'autres configurations. Il est donc encore aujourd'hui nécessaire de comprendre les phénomènes physiques opérant à l'échelle d'une goutte individuelle impactant sur une paroi chaude. Une compréhension précise à cette échelle pourrait ensuite ouvrir la voie à l'échelle de gouttes multiples (compréhension des interactions dynamiques et thermiques) et ensuite à celle du spray (prise en compte du caractère polydisperse du spray). C'est dans ce contexte que ce travail de thèse porte sur l'étude de l'impact d'une goutte individuelle sur une surface chauffée. Cette approche permet de réduire l'influence des paramètres multiples inhérents aux configurations de pulvérisation plus complexes. L'impact d'une goutte unique sur une paroi peut être influencé par de nombreux paramètres parmi lesquels :

- la nature du fluide via sa masse volumique ρ_l, sa viscosité dynamique μ_l, sa tension de surface σ,
- les caractéristiques d'impact de la goutte via son diamètre initial d_0, sa vitesse d'impact v_0, sa température initiale T_g,
- les caractéristiques de la paroi via la température avant impact T_0, ses propriétés de mouillabilité, de rugosité, son état avant impact (séche ou mouillée).

Concernant la dynamique d'impact de la goutte, elle est principalement régie par l'énergie cinétique à l'impact, l'énergie de surface et la dissipation visqueuse. Elle peut ainsi être globalement caractérisée par deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds et de Weber de la goutte définis avec les propriétés physiques du liquide :

$$We = \frac{v_0^2\, d_0\, \rho_l}{\sigma} \tag{1.1}$$

$$Re = \frac{\rho_l \, v_0 \, d_0}{\mu_l} \tag{1.2}$$

Le nombre de Ohnesorge défini tel que $Oh = \sqrt{We}/Re$, peut également être mentionné car il est régulièrement utilisé dans la littérature pour classifier les régimes dynamiques d'impact. Cette dynamique est également couplée aux propriétés de la paroi en elle-même : rugosité et mouillabilité. Lorsqu'il y a de plus un transfert de chaleur avec changement de phase, le couplage est encore plus complexe notamment avec l'apparition des phénomènes d'ébullition. Le cadre de ce travail de thèse se concentre justement sur les régimes où la paroi est mouillée pendant toute ou partie de l'impact de la goutte sur le substrat. Avant de définir précisément les objectifs de la thèse dans le cadre d'un impact de goutte individuelles sur une paroi, il apparaît important de revenir sur quelques phénomènes physiques locaux qui s'opèrent sur une paroi : la notion de mouillabilité et le changement de phase par ébullition nucléée. Ces deux aspects font l'objet de la section suivante.

1.2 Les fondamentaux de la mouillabilité et du changement de phase

1.2.1 Angle de contact

Lorsqu'une goutte d'un liquide donné est posée sur une surface plane et de normale colinéaire à la gravité, elle peut prendre une forme plus ou moins sphérique. La capacité d'un liquide à s'étaler sur une surface s'appelle la mouillabilité. Ces comportements découlent des interactions intermoléculaires entre les molécules de liquide, solide et de gaz à l'interface entre les trois milieux. La qualité du mouillage peut se quantifier par l'angle entre la surface fluide et la surface solide, appelé angle de contact, représenté sur les différents schémas de la Figure 1.3. Chaque couple liquide-solide possède donc une mouillabilité propre. Il est à noter que le gaz environnant est important aussi, mais, dans notre cas, nous ne considérerons que le cas de l'air.

Angle statique

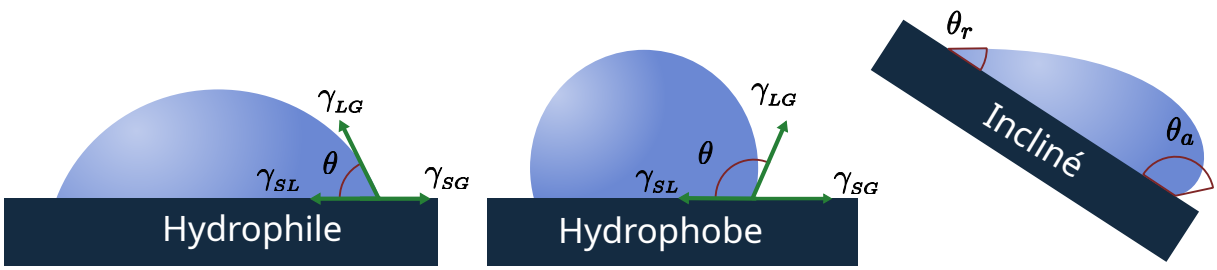


FIGURE 1.3 – Illustrations à gauche et au centre : mouillage statique sur une surface à comportement hydrophile et sur une surface hydrophobe. Illustration à droite : mouillage dynamique sur un plan incliné : apparition d'un angle d'avancée et d'une angle de recul lors du déplacement de la goutte.

Une méthode courante pour déterminer cet angle de contact est la méthode de la goutte sessile. Une goutte de liquide est déposée sur une surface sans vitesse et l'angle entre le liquide et le solide est mesuré grâce à une caméra. Dans une situation de mouillage partiel et pour un solide homogène et lisse, la loi de Young-Dupré propose la formulation suivante pour l'angle de contact :

$$\cos(\theta) = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{SL}}{\gamma_{LG}}$$

où γ_{SG}, γ_{SL} et γ_{LG} désignent respectivement la tension superficielle des interfaces solide/gaz, solide/liquide et liquide/gaz. Il est alors possible, avec plusieurs liquides de référence d'estimer les différentes tensions superficielles. La tension de surface, de dimension $[N/m$ ou $J/m^2]$, représente l'énergie nécessaire pour augmenter la surface libre d'un liquide. Elle est due aux forces de cohésion entre les molécules du liquide, particulièrement marquées à l'interface, et explique la tendance naturelle des liquides à minimiser leur surface. La densité surfacique d'énergie (souvent appelée énergie de surface du solide) reflète l'affinité d'un matériau solide pour les liquides. Plus cette énergie est élevée, plus le matériau a tendance à être mouillé par un liquide de tension de surface équivalente ou inférieure.

Effet de la rugosité de la surface

Lorsque la surface n'est pas parfaitement lisse, les rugosités influent sur l'angle de contact. Robert Wenzel a proposé une modification de la loi de Young-Dupré en y ajoutant r_ϵ afin d'y incorporer l'effet de la rugosité. r_ϵ est le rapport entre la surface réelle S_r et la surface telle qu'elle aurait été sans rugosité S_n (surface nominale), $r_\epsilon = \frac{S_r}{S_n} \geq 1$.

$$\cos\theta_W = r_\epsilon \cos\theta_Y \tag{1.3}$$

Cette équation traduit la tendance de la rugosité à augmenter l'angle de contact pour les surfaces hydrophobes. En cas de surface composite, la loi de Cassie-Baxter décrit le comportement du liquide :

$$\cos(\theta_{CB}) = \gamma_1 \cos(\theta_1) + \gamma_2 \cos(\theta_2)$$

γ_X représente le rapport de l'aire du substrat X et l'aire totale, $\gamma_1 + \gamma_2 = 1$. θ_X correspond à l'angle de contact entre le liquide et le substrat X. Si le second substrat est de l'air, dont l'angle de contact est de 180°, le cosinus est alors égal à -1 et la loi se simplifie en l'expression suivante :

$$\cos(\theta_{CB}) = \gamma_1(\cos(\theta_1) + 1) - 1$$

On peut alors avoir pour des surfaces très rugueuses/poreuses, des angles de contact très importants. Une étude assez complète sur la mouillabilité des parois rugueuses est présentée dans [17].

Angle dynamique

Les angles de contacts mesurés sont dits statique car la goutte est immobile et à l'équilibre avec le gaz environnant. En revanche, si la goutte est en mouvement, par son impact sur la surface ou par glissement sur un plan incliné par exemple, l'angle à l'interface liquide-solide diffère de sa valeur à l'équilibre. On distingue alors l'angle d'avancement et l'angle de recul (Figure 1.3), qui diffèrent également en valeur, il y a hysterésis de l'angle de contact.

Modification de la mouillabilité par contamination

Les surfaces fraîchement élaborées ou analysées immédiatement après un polissage et/ou un nettoyage chimique à l'aide d'acides forts (par ex. HCl), de bases fortes (par ex. NaOH), ou encore par un traitement plasma (air, oxygène ou argon), présentent généralement un comportement nettement hydrophile [18], [19], [20], [21]. Toutefois, cette hydrophilicité tend à se dégrader avec le temps, comme l'illustre la Figure 1.4, représentant l'évolution de l'angle de contact en fonction du temps écoulé après nettoyage.

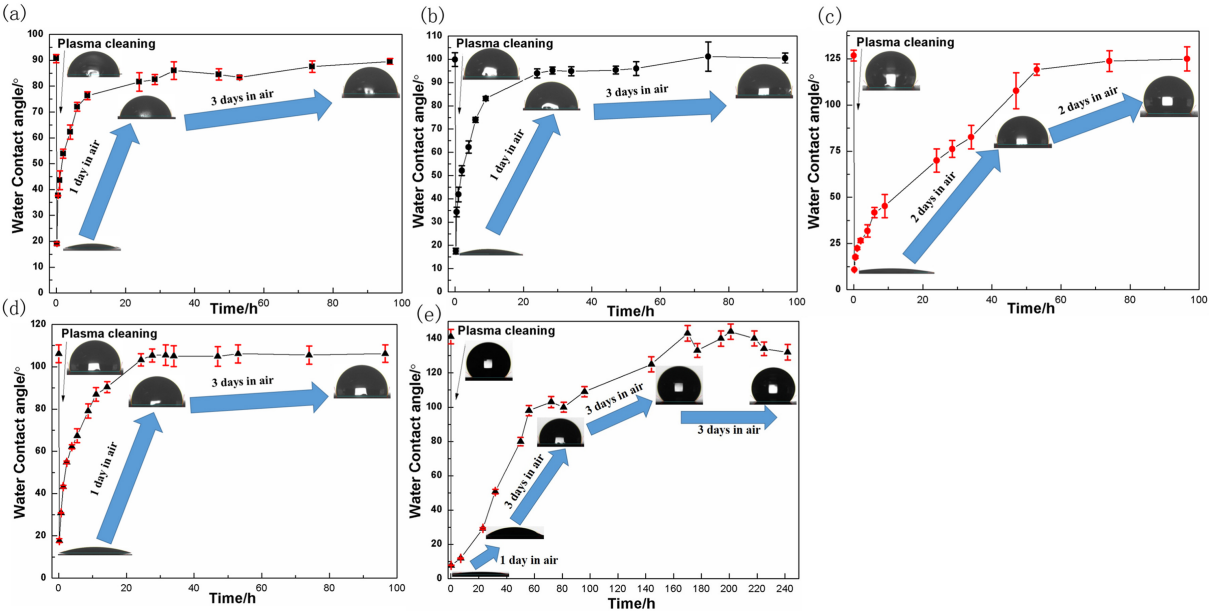


FIGURE 1.4 – Évolution de l'angle de contact sur de l'acier inoxydable (SS) avec ou sans dépôt de Ni-Cu-P nettoyé au plasma et vieilli à l'air ambiant (a) SS-pli (b) SS-AR (c) SS-rugueux (d) échantillon sans électrodéposition (e) échantillon avec électrodéposition (avec la permission de [21]).

Cette altération progressive des propriétés de mouillage est généralement attribuée à l'adsorption de composés organiques volatils (COV) présents dans l'atmosphère. Ces COV, principalement constitués d'hydrocarbures, se distinguent par la longueur et la structure de leur chaîne carbonée, leur degré de polarisation, ainsi que par la nature de leurs groupes terminaux — incluant notamment les alcanes, alcènes, hydrocarbures aromatiques, halogénés, alcools et autres molécules oxygénées [22]. Le caractère hydrophobe et non polaire de ces COV induit une diminution de l'énergie de surface effective de la couche externe des matériaux exposés, conduisant ainsi à une réduction de leur hydrophilicité intrinsèque. Ce mécanisme est illustré schématiquement à la Figure 1.5.

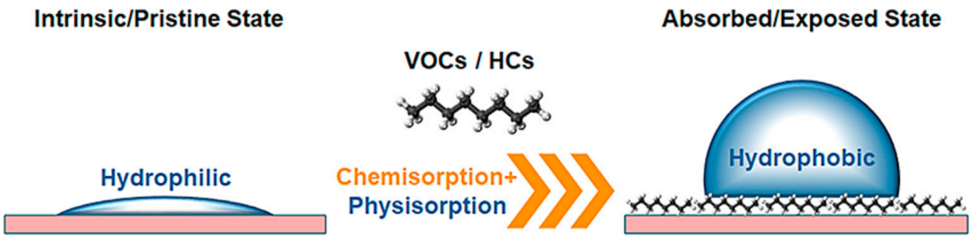


FIGURE 1.5 – Schémas de la transition de mouillabilité hydrophile à hydrophobe. État hydrophile ou intrinsèque/parfait immédiatement après la fabrication et/ou le nettoyage au plasma où une gouttelette d'eau mouille la surface (à droite). État hydrophobe ou adsorbé/exposé où les COV et/ou les HC changent la mouillabilité lorsqu'ils s'adsorbent. [22]

La Figure 1.6, issue des travaux de Orejon *et al.* [22], met en évidence que cette modification de la mouillabilité liée à l'adsorption de COV concerne un large éventail de matériaux, indépendamment de leur nature chimique initiale.

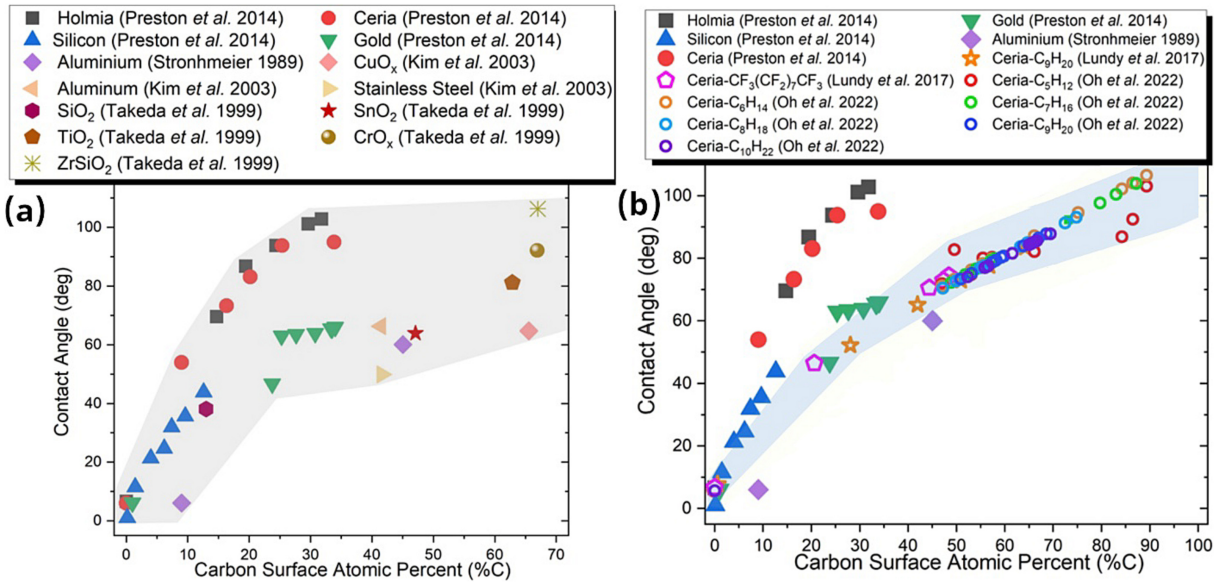


FIGURE 1.6 – Figure représentant l'angle de contact θ en fonction du pourcentage atomique de la surface du carbone (%C). (a) Surfaces lisses exposées au laboratoire environnement en gris ombré et symboles solides : holmia [23], SiO2 [23], cérine [23], aluminium [24], CuOx [25], aluminium [25], acier inoxydable [25], SiO_2 [26], SnO_2 [26], TiO_2 [26], CrO_x [26] et $ZrSiO_2$ [26]. Notez que certaines des données rapportées dans la Fig.a ont été précédemment incluses dans les informations supplémentaires dans Preston *et al.*[23]. La zone grise ombragée dans la Fig. a est uniquement à des fins d'illustration et contient toutes les données expérimentales rapportées dans des conditions d'exposition en laboratoire ambiantes. (b) Oxyde cérique lisse exposé à différents environnements de COV saturés dans des symboles bleus et ouverts ombrés : nonane C_9H_{20} [27], perfluorononane $CF_3(CF_2)_7CF_3$ [27] et pentane C_5H_{12}, hexane C_6H_{14}, heptane C_7H_{16}, octane C_8H_{18}, nonane C_9H_{20} et décane $C_{10}H_{22}$[28]. La zone ombrée en bleu dans la Figure b est à des fins d'illustration et contient toutes les données expérimentales rapportées dans un environnement saturé en COV.

Par ailleurs, la Figure 1.7 présente les structures moléculaires des COV condensés sur les surfaces à la suite de l'évaporation progressive de gouttes d'eau, observées lors d'expériences de condensation [29]. Selon ces auteurs, les COV se dissolvent dans les gouttes d'eau avant de se redéposer sur les surfaces lors de l'évaporation. Ce processus doit être pris en considération pour l'interprétation de l'évolution de l'angle de contact dans les expériences ultérieures.

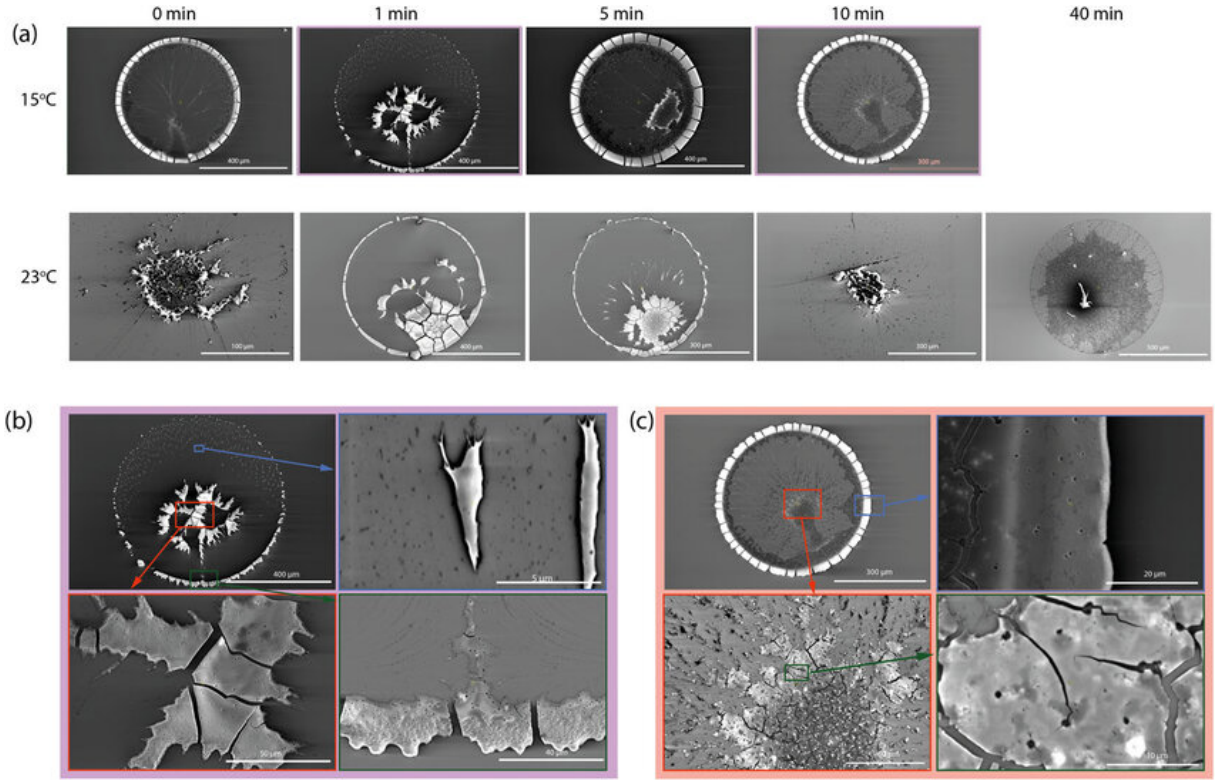


FIGURE 1.7 – Évolution des structures de COV condensés sur des surfaces par évaporation de gouttes avec le temps : (a) l'aperçu des structures de COV laissées après l'évaporation des gouttelettes avec un temps d'absorption croissant sur deux surfaces à différentes températures et (b) et (c) images agrandies montrant la nature poreuse des structures contenant des COV [29].

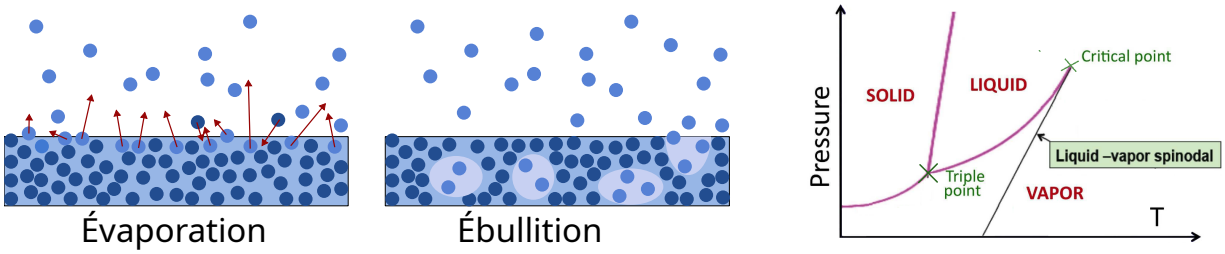
Les résidus laissés après évaporation ont également été observés dans le cadre d'expériences d'impact de goutte [30]. Ce phénomène, bien que relativement récent, suscite un intérêt croissant dans la communauté scientifique. Enfin, il convient de noter que les propriétés mouillantes des surfaces peuvent être restaurées par des cycles alternés de nettoyage plasma et de traitement sous vide, notamment pour les surfaces texturées ou fonctionnalisées par laser.

1.2.2 Évaporation, ébullition et transfert de chaleur

Lorsqu'un liquide passe à l'état de vapeur, on parle de vaporisation ou d'ébullition. Derrière ces phénomènes apparemment simples, se cachent en réalité des mécanismes thermodynamiques complexes impliquant des équilibres entre phases et des transferts d'énergie.

La température d'ébullition, ou température de saturation, correspond à la température à laquelle la pression de vapeur saturante du liquide devient égale à la pression exercée par son environnement. Sous une pression atmosphérique standard (1 atm), la température de saturation de l'eau est de 100°C. À cette température, des bulles de vapeur peuvent se former au sein du volume liquide, marquant le début de l'ébullition.

À l'inverse, l'évaporation est un processus de surface : seules les molécules situées à l'interface liquide-gaz disposent de l'énergie suffisante pour surmonter les forces cohésives et passer à l'état vapeur. Elle se produit dès lors que la pression partielle de la vapeur dans le gaz ambiant est inférieure à la pression de vapeur saturante (voir Figure 1.8a). Ce phénomène explique, par exemple, la disparition progressive de l'eau de pluie sur un sol chaud, alors même que la température ambiante est inférieure à la température de saturation. Dans les deux cas, le changement d'état requiert un apport énergétique appelé chaleur latente.



(a) Schéma représentant à l'échelle moléculaire : l'évaporation à gauche et l'ébullition à droite.

(b) Typique digramme de phase de l'eau, avec la limite spinodale.

FIGURE 1.8 – Différence entre l'évaporation et l'ébullition et, diagramme de phase de l'eau avec spinodale.

La Figure 1.8b présente un diagramme de phase typique de l'eau. On y distingue la phase solide aux basses températures et hautes pressions, la phase liquide dans la région de pressions et températures intermédiaires, et la phase vapeur pour les faibles pressions. Bien qu'elle semble simple, cette représentation masque la complexité réelle des transitions de phase.

Lorsqu'un liquide est chauffé de manière homogène dans des conditions extrêmement pures, il peut dépasser sa température de saturation sans que l'ébullition ne débute immédiatement. Le liquide entre alors dans un état de surchauffe ou état métastable, dans lequel il devrait bouillir, mais ne le fait pas en l'absence de sites de nucléation (voir section suivante). Dans cet état, une perturbation même minime — impureté, vibration, ou rugosité — peut déclencher une transition explosive : l'énergie interne accumulée provoque une vaporisation quasi-instantanée d'une partie du liquide. Ainsi, sur le diagramme de phase pression-température, la courbe de saturation sépare les domaines de stabilité thermodynamique du liquide et de la vapeur, cependant, au-delà de cette courbe, la phase liquide peut subsister temporairement sans se transformer. La courbe spinodale, plus profonde, représente la limite absolue de stabilité du liquide ; au-delà de cette frontière, celui-ci ne

peut plus subsister, même brièvement. La transformation qui s'y produit, appelée décomposition spinodale, se distingue de la nucléation classique, car elle ne requiert aucune barrière énergétique pour initier la transition.

La Figure 1.9 illustre un diagramme d'équilibre liquide-vapeur pour un fluide pur, représentant la pression en fonction du volume massique. Ce diagramme comporte trois domaines principaux :

— la phase liquide stable (en bleu),
— la phase vapeur stable (en blanc),
— et la phase supercritique (en vert).

Entre les deux premières se trouve la région biphasée ou zone de saturation, délimitée par les courbes de saturation. Le segment gauche correspond à la courbe d'ébullition (liquide), et le segment droit à la courbe de rosée (vapeur) ; ces deux courbes se rejoignent au point critique C, associé à la température critique T_C. Plusieurs isothermes (en vert foncé) traversent le diagramme ; celle correspondant à T_C passe par le point critique.

Pour mieux comprendre ce comportement, considérons une expérience de pensée : une éprouvette scellée contient un liquide à la pression P et à une température $T < T_C$ (point A). Si l'on soulève lentement le piston tout en maintenant T constant, la pression diminue et le volume massique augmente. Dès le point B, la première bulle de vapeur apparaît. Entre les points B et G, la proportion de vapeur croît au détriment du liquide, tandis que la pression demeure constante : elle correspond à la pression de vapeur saturante à la température T. Cette transformation isotherme se manifeste par un palier horizontal sur le diagramme de Clapeyron. Au-delà du point G, la totalité du fluide est à l'état vapeur.

Tant que les deux phases coexistent (dans la zone de saturation), la température et la pression sont couplées : la température est alors appelée température de saturation pour la pression considérée. Dans certains cas — notamment pour des liquides très purs ou contenus dans des récipients à parois parfaitement lisses —, le changement de phase peut être retardé, générant des états métastables situés entre les points B et D (pour le liquide) ou entre G et F (pour la vapeur). Le point D correspond alors, pour une température donnée, à la pression minimale atteignable sans apparition de la phase vapeur.

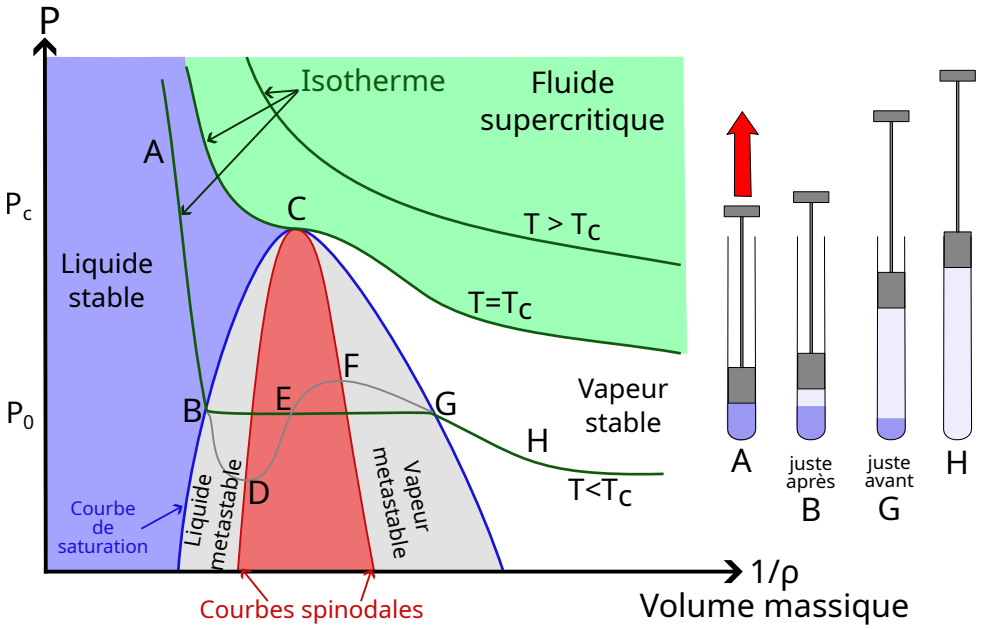


FIGURE 1.9 – Diagramme de phase $P = f(1/\rho)$ de Clapeyron pour un corps pur avec un exemple de changement de phase. Issu de la thèse de Mostafa Al Masri [31].

Les mécanismes de formation de vapeur au sein d'un liquide surchauffé dépendent du mode de nucléation qui initie la transition de phase. Deux cas fondamentaux peuvent alors être distingués :

— l'ébullition homogène, qui se produit dans le volume du liquide lorsque les conditions locales dépassent la stabilité thermodynamique (proche de la courbe spinodale),
— l'ébullition hétérogène, qui apparaît préférentiellement au voisinage d'impuretés, d'interfaces solides ou de défauts de surface servant de sites de nucléation.

Ces deux régimes, bien que fondés sur le même principe de transition liquide-vapeur, diffèrent profondément par leurs seuils d'apparition, leurs cinétiques, et les énergies d'activation mises en jeu, comme détaillé dans les sections suivantes.

1.2.3 Théorie de la nucléation homogène

La théorie de la nucléation homogène, initialement développée par J. Frenkel [32] à partir des travaux fondateurs de Gibbs (1879), permet de décrire les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation spontanée de bulles de vapeur dans un liquide surchauffé. Cette section s'appuie principalement sur les ouvrages de référence Handbook of Heat Transfer [33] et Liquid-Vapor Phase Change Phenomena de J. Carey [34].

Hypothèse d'équilibre thermodynamique

Une hypothèse fondamentale est que la bulle de vapeur en formation est en équilibre local avec le liquide environnant. Cela implique l'égalité des potentiels chimiques entre les deux phases : $\mu_l = \mu_v$. Le potentiel chimique μ est défini comme la dérivée de l'énergie libre du système par rapport au nombre de moles d'une espèce donnée, à température et pression constantes. Il s'exprime en joules par mole (J/mol) et représente l'aptitude d'une espèce à quitter ou rejoindre une phase donnée. L'objectif initial est de déterminer la taille critique r^* d'un germe de vapeur, au-delà de laquelle celui-ci devient stable et peut croître spontanément.

Stabilité d'une bulle

La condition d'équilibre mécanique d'une bulle de rayon r dans un liquide est donnée par l'équation de Young-Laplace :

$$P_l = P_v + \frac{2\,\sigma}{r} \tag{1.4}$$

où

— P_l est la pression dans le liquide,
— P_v la pression interne de la bulle (vapeur),
— σ la tension superficielle,
— r le rayon de courbure de l'interface.

En supposant un comportement de gaz parfait pour la vapeur, on peut écrire :

$$P\,v = R\,T_l \tag{1.5}$$

où v est le volume molaire spécifique de la vapeur, R la constante des gaz parfaits, et T_l la température du liquide. Sous ces hypothèses, et en supposant un équilibre thermody-

namique local, la pression dans la bulle peut être exprimée par :

$$P_v = P_{sat}(T_l) e^{v_l \frac{(P_l - P_{\text{sat}}(T_l))}{RT_l}} \tag{1.6}$$

Finalement, en injectant cette expression dans l'équation de Young-Laplace, on obtient le rayon d'équilibre r du germe de vapeur :

$$r = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_l) e^{v_l \frac{(P_l - P_{sat}(T_l)}{RT_l}} - P_l} \tag{1.7}$$

Cette relation indique que seules les bulles ayant exactement ce rayon sont stables à l'équilibre. Les bulles plus petites tendent à se dissoudre, tandis que les bulles plus grandes croissent spontanément.

Énergie libre de formation d'un germe

L'énergie libre totale G d'un système est donnée par :

$$G = U - TS + PV = F + PV \tag{1.8}$$

où F est l'énergie libre de Helmholtz. Pour un système contenant à la fois une phase liquide et une phase vapeur, on peut écrire le volume total comme : $V = N_l v_l + N_v v_v$ où N_l et N_v sont les nombres de moles dans les phases liquide et vapeur respectivement. L'énergie libre de formation d'une bulle de rayon r peut alors s'écrire :

$$\Delta G(r) = N_v(g_v + g_l) + 4\pi r^2 \sigma - 4/3\pi r^3 (P_v - P_l) \tag{1.9}$$

où $g_l = u_l + T_l s_l + P_l v_l$ et $g_v = u_v + T_l s_v + P_l v_v$. Cette expression représente le coût énergétique total de la formation d'un germe de vapeur de rayon r :

— le premier terme correspond à l'énergie de changement de phase,
— le second à l'énergie interfaciale (création d'une surface sphérique),
— le troisième au travail mécanique lié à la pression.

La valeur maximale de $\Delta G(r)$ détermine la barrière énergétique que doit franchir le système pour initier la nucléation. Cette barrière est atteinte pour un rayon critique r^*.

Distribution des embryons et flux net

À l'équilibre, la concentration des embryons de vapeur contenant n molécules suit une distribution de Boltzmann :

$$N_n = \rho_{N,l} \exp\left(-\frac{\Delta G(r)}{k_B T_l}\right)$$

où $\rho_{N,l}$ est la densité moléculaire du liquide, et k_B la constante de Boltzmann.

L'équilibre dynamique entre évaporation et condensation à l'interface des embryons de taille n s'écrit :

$$N_n \, A_n \, j_{n,evap} = N_{n+1} \, A_{n+1} \, j_{n,cond}$$

avec A_n et A_{n+1} l'aire des interface des embryon de n et $n+1$. Cette égalité traduit l'absence de flux net dans un système en équilibre : les embryons de taille n se transforment en embryons de taille $n+1$ à la même vitesse qu'ils sont reformés par condensation inverse.

En présence d'un déséquilibre (distribution non stationnaire notée N_n^*), un flux net de bulles apparaît :

$$J_n = N_n^* \, A_n \, j_{n,evap} - N_{n+1}^* \, A_{n+1} \, j_{n+1,cond} \tag{1.10}$$

soit, en factorisant :

$$J_n = N_n \, A_n \, j_{n,evap} \left[\frac{N_n^*}{N_n} - \frac{N_{n+1}^*}{N_{n+1}} \right] \tag{1.11}$$

Taux global de nucléation

En intégrant sur toutes les tailles critiques, le taux global de nucléation J (nombre de bulles formées par unité de volume et de temps) est donné par :

$$J = \rho_{N,l} \left(\frac{3\sigma}{\pi m} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{-16\pi\sigma^3}{3 \, k_B \, T_l \, (\eta \, P_{sat}(T_l) - P_l)^2} \right] \tag{1.12}$$

avec

$$\eta = \exp \left[v_l \frac{P_l - P_{sat}(T_l)}{R T_l} \right]$$

où :

— m est la masse moléculaire du liquide,

— $P_{\text{sat}}(T_l)$ la pression de vapeur saturante à T_l.

Cette expression met en évidence le rôle déterminant de la surchauffe (écart entre P_l et P_{sat}) et de la tension superficielle dans la probabilité d'initier la nucléation homogène. En pratique, cette probabilité reste extrêmement faible à proximité de la température de saturation, ce qui explique la prédominance de l'ébullition hétérogène dans les systèmes réels.

1.2.4 Nucléation hétérogène et site de nucléation

Lorsque le liquide est en contact avec une paroi solide, le processus de formation de bulles est qualifié de nucléation hétérogène. Dans ce cas, le travail nécessaire à la croissance d'une bulle dépend non seulement des propriétés du fluide, mais également de celles de la paroi, notamment de sa mouillabilité. Si la surface est parfaitement non mouillante ($\theta = 180°$), la bulle croît comme dans le cas de la nucléation homogène, c'est-à-dire dans le volume du liquide. En revanche, sur une surface partiellement mouillante, l'énergie libre de formation de la bulle dépend de l'angle de contact θ, via la fonction géométrique :
$F = \frac{4}{3}\pi r_e^2 \sigma \, \frac{2+3\cos(\pi-\theta)-\cos^3(\pi-\theta)}{4}$,
où r_e est le rayon de la bulle. Le flux de vapeur à travers l'interface devient alors :

$$J = \frac{n_l^{2/3}(1+\cos\theta}{2F} \left(\frac{3F\sigma}{\pi m} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{-16F\pi\sigma^3}{3 \, k_B \, T_l \, (\eta \, P_{sat}(T_l) - P_l)^2} \right] \tag{1.13}$$

Cette expression représente le taux de nucléation hétérogène, exprimé en nombre de molécules par unité de surface (molécules/m^2), contrairement au cas homogène où J s'exprime par unité de volume (molécules/m^3). En effet, seules les molécules situées à proximité immédiate de la paroi participent ici au processus de nucléation.

Sites de nucléation et déclenchement de l'ébullition

Les surchauffes expérimentales nécessaires pour initier l'ébullition sur une paroi sont en général nettement inférieures à celles prédites par la théorie de la nucléation homogène. Cet écart s'explique par la présence de sites de nucléation préexistants, appelés aussi *nuclei*, *embryons* ou *germes*. Un site de nucléation correspond à une zone localisée où les conditions physico-chimiques favorisent la transition de phase — qu'il s'agisse d'ébullition, de solidification ou de dégazage. L'exemple emblématique des bulles de champagne illustre ce phénomène (Figure 1.10). Celles-ci apparaissent à partir de points fixes sur la paroi du verre, correspondant à des cavités ou à des particules piégeant un petit volume de gaz. Lorsque la pression chute à l'ouverture de la bouteille, le dioxyde de carbone dissous s'y dégage préférentiellement, donnant naissance aux bulles visibles. Des travaux de Liger-Belair [35] ont montré que ces sites proviennent souvent de poussières ou de fibres déposées sur la paroi lors de son essuyage. Plus généralement, toute aspérité ou cavité à la surface d'un solide peut servir de site de nucléation si un gaz y est piégé. La condition de piégeage s'écrit :

$$\theta_a > 2\gamma$$

où θ_a est l'angle de contact apparent et γ la tension interfaciale. Lorsque cette condition est satisfaite, un volume de gaz peut rester confiné au sein de la cavité.

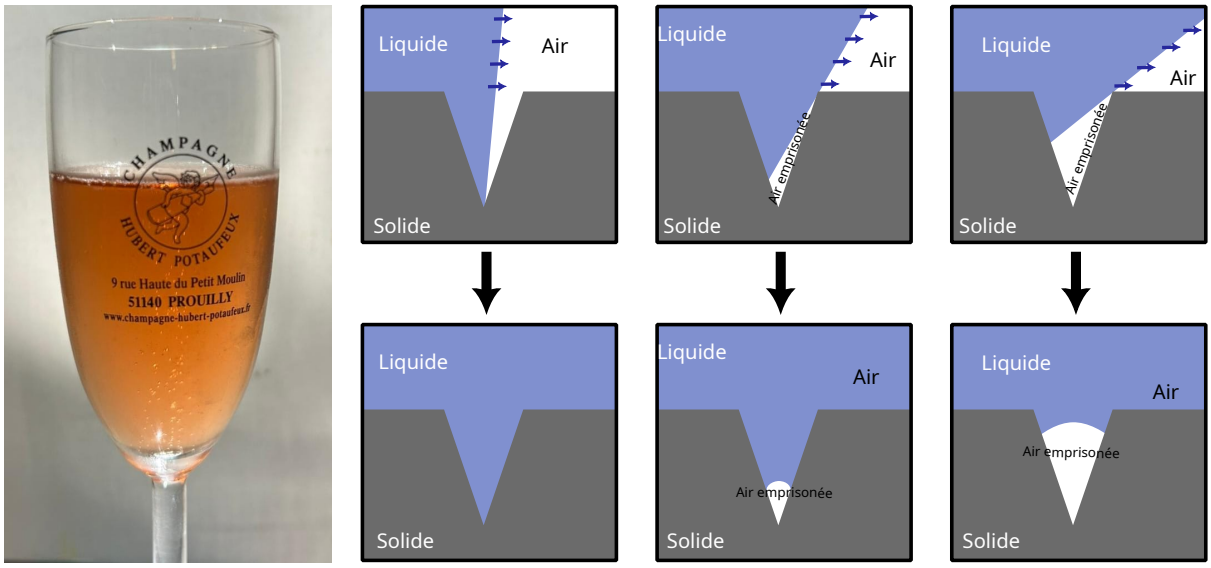


FIGURE 1.10 – À gauche, train de bulle dans un champagne rosé illustrant les sites de nucléation et à droite un schéma illustrant comment du gaz peut rester piégé lors du mouillage de surface s'il y a des cavités sur la paroi.

Modèle de Hsu (1962)

Lorsqu'une paroi comportant des cavités est chauffée, certaines d'entre elles s'activent en fonction de la surchauffe locale. Le modèle de Y. Hsu [36] constitue une contribution majeure à la compréhension de ce phénomène. Ce modèle analytique permet d'identifier la plage de tailles de cavités actives, c'est-à-dire celles capables de générer des bulles lors de l'ébullition nucléée. Les hypothèses principales sont les suivantes :

— La cavité est immergée dans un liquide pur à l'état saturé (ou légèrement surchauffé).
— Une bulle est présente dans le fond de la cavité.
— La nucléation est gouvernée par les équilibres de pression entre la vapeur confinée dans la cavité et le liquide environnant.
— La distribution de température dans le liquide est contrôlée localement par l'épaisseur de la couche thermique limite thermique, notée δ_T.

La Figure 1.11 de gauche illustre le schéma conceptuel du modèle. Deux cas limites sont considérés :

1. Température de surface constante, où δ_T dépend du gradient thermique local.
2. Flux de chaleur constant, où δ_T s'ajuste en fonction du bilan énergétique.

Connaissant la température d'initiation T_0, l'épaisseur δ_T peut être déduite analytiquement (voir équations 18a et 18b de [36]). La Figure 1.11 de droite montre les plages de tailles actives en fonction de la surchauffe $\Delta T = T_w - T_{sat}$. En dessous d'un rayon critique $r_{\min}$, la pression de courbure (loi de Laplace) est trop élevée pour permettre la croissance de la bulle. Au-delà d'un rayon $r_{\max}$, la vapeur reste confinée sans se détacher. Seules les cavités de rayon compris entre ces deux limites $[r_{\min}, r_{\max}]$ sont dites actives. Cette plage dépend directement de la surchauffe et de l'épaisseur δ_T. Hsu montre également que δ_T est influencée par deux phénomènes :

— la turbulence du liquide, induite par la convection naturelle ou forcée,
— et les perturbations locales du champ thermique causées par la croissance et le détachement des bulles.

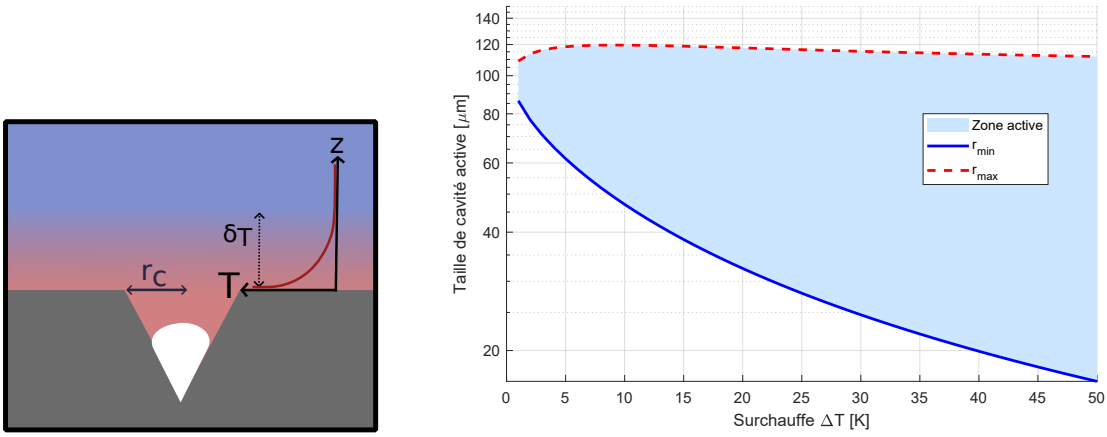


FIGURE 1.11 – À gauche, schéma récapitulatif des hypothèse posé par [36] pour le développement de leur modèle et à droite, résultat de leur modèle montrant la plage de site activable en fonction de la température de surchauffe. Les paramètres utilisés sont : $\delta_t = 2e^{-4}m$; $T_{sat} = 100$ °C $T_\infty = 80$ °C avec de l'eau.

Une fois le site activé, une bulle va lors y croître, puis s'y détacher, voir Figure 1.12. Après le départ d'une bulle, du liquide à température plus froide que la paroi va rentrer en contact avec la paroi en laissant un peu de vapeur dans le fond de la cavité. Aucune bulle ne pourra croître tant que le liquide n'atteint pas la température critique pour réactiver le site. Le temps que ce liquide chauffe par conduction est appeler *temps d'attente*, noté t_w sur la Figure 1.12 en b). Une fois que la bulle à commencer à grossir, l'énergie pour vaporiser le liquide et le travail nécessaire à pousser le fluide autour provient de la surchauffe du

liquide alentour qui a eu le temps de chauffer. Cette énergie permet la croissance rapide de la bulle, c) sur la Figure 1.12. Si la bulle n'a pas atteint sa taille critique pour se détacher avant que le liquide environnant (qui se refroidit) revienne à la température de la paroi, la bulle continuera de croître mais plus lentement, sous un régime contrôlé par les transferts de chaleurs avec la paroi. La bulle prend alors une forme plus sphérique, Figure 1.12 d) . Enfin, la bulle finie par atteindre sa taille critique et se détache. Une nouvelle bulle peut alors se former. Le temps entre deux bulles est appelé *temps de relaxation* [34].

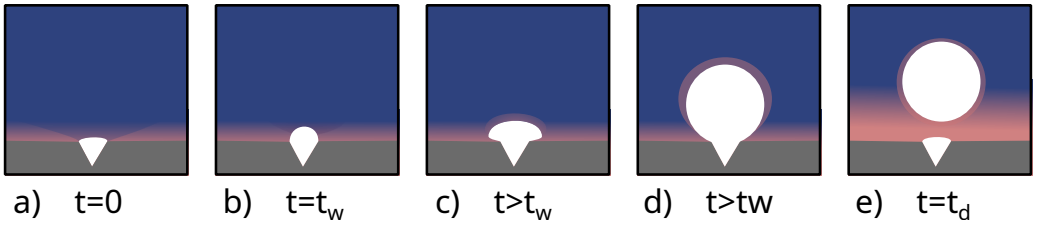


FIGURE 1.12 – La période d'attente, la croissance et la libération d'une bulle de vapeur sur un site de cavité active.

Hystérèse de nucléation

Une surface comportant de nombreuses cavités ne s'active pas de manière uniforme : seule une fraction des sites devient active pour une surchauffe donnée. Après un premier cycle de chauffage, certaines cavités peuvent conserver un volume de gaz plus important, facilitant leur réactivation lors d'un cycle ultérieur à une température plus basse. Ce phénomène est connu sous le nom d'hystérèse de nucléation. De nombreuses études ont mis en évidence une corrélation directe entre le nombre de sites actifs et le flux thermique échangé [37].

Courbe de Nukiyama

Les premiers travaux expérimentaux de Nukiyama (1934) ont permis de relier quantitativement le flux de chaleur et la surchauffe de paroi lors de l'ébullition. En chauffant un fil métallique immergé dans un liquide par effet Joule, et en mesurant simultanément l'intensité et la résistance du fil, Nukiyama a obtenu la densité de flux thermique en fonction de la température de paroi. La courbe de Nukiyama (Figure 1.13) met en évidence plusieurs régimes :

1. Convection naturelle : faible flux thermique, absence de bulles.
2. Ebullition nucléée : apparition et détachement périodique des bulles, transfert de chaleur optimal.
3. Ebullition à poches : coalescence de bulles formant des colonnes ou des nappes de vapeur.
4. Régime de flux critique : point de flux maximal avant transition vers le régime d'ébullition en film.
5. Ebullition en film : formation d'un film de vapeur isolant la paroi, réduisant drastiquement le transfert thermique.

Au-delà de ce point critique, une forte surchauffe est nécessaire pour maintenir le transfert de chaleur, celui-ci étant limité par la conduction à travers le film de vapeur.

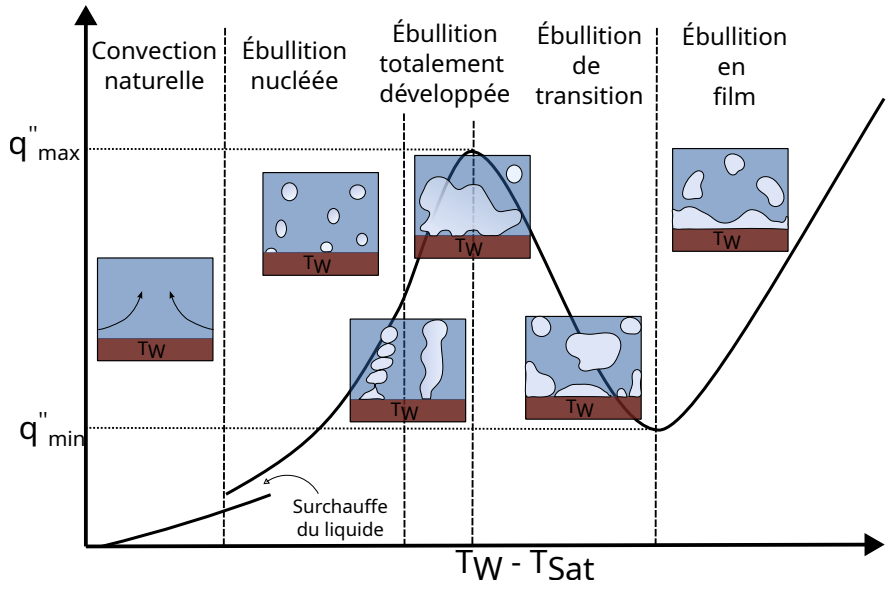


FIGURE 1.13 – Illustration de la courbe d'ébullition de Nukiyama avec les différents régimes associés.

Les mécanismes précédemment décrits — nucléation homogène, hétérogène, et croissance de bulles — permettent de comprendre les fondements physiques du changement de phase liquide-vapeur à l'échelle microscopique et dans des conditions d'équilibre ou de surchauffe stationnaire. Cependant, dans de nombreuses applications réelles (refroidissement de composants électroniques, extinction d'incendies, procédés de trempe ou encore impression à jet d'encre), les échanges thermiques n'impliquent pas un liquide en contact permanent avec la surface, mais des impacts transitoires de gouttes isolées sur des parois chauffées.

L'étude de l'impact de gouttes constitue ainsi une extension naturelle de la problématique de l'ébullition, où le changement de phase s'effectue dans un régime hautement instationnaire et spatialement localisé. Lors de l'impact, la goutte subit des phénomènes couplés de déformation, d'étalement, de rebond, voire de vaporisation partielle ou totale, selon la température de la surface. La compétition entre cinétique de mouillage, tension de surface, inertie et transferts thermiques détermine alors le comportement du liquide et le régime de contact.

En particulier, lorsque la température de la paroi dépasse un certain seuil (typiquement proche ou supérieur à la température de Leidenfrost), un film de vapeur transitoire peut se former entre la goutte et la surface, modifiant profondément les échanges de chaleur et la dynamique du liquide. La compréhension de ces régimes d'interaction est donc essentielle pour relier la physique de la nucléation à celle du refroidissement transitoire par impact de gouttes.

Les sections suivantes sont ainsi consacrées à l'étude de l'impact de gouttes isolées sur, dans un premier temps des parois isothermes puis dans un second temps, des parois chauffées, en analysant successivement les phénomènes hydrodynamiques, thermiques et de transition de phase associés à ces configurations.

1.3 Impact sur surfaces isothermes

1.3.1 Différents régimes d'impact observables

Lorsqu'une goutte entre en collision avec un substrat solide, divers comportements dynamiques peuvent être observés selon les conditions de l'impact. L'équilibre entre les forces d'inertie et les forces de tension superficielle gouverne les phases d'étalement et de rétraction de la goutte. Dans le régime dominé par l'inertie, l'énergie cinétique incidente peut, sous certaines conditions, surpasser l'énergie de surface, conduisant alors à la fragmentation de la goutte. Si cette fragmentation n'a pas lieu, la goutte peut se rétracter partiellement ou totalement, voire rebondir dans les cas extrêmes.

Dans le cadre de cette étude, seuls les impacts de gouttes d'eau sur une surface plane, rigide et sèche, en atmosphère ambiante, seront considérés. Dans ces conditions, Rioboo *et al.* ont identifié plusieurs régimes dynamiques, allant de la simple déposition à des rebonds partiels ou totaux, en passant par différents types d'éclaboussures et de fragmentations en multiples microgouttelettes, comme illustré à la Figure 1.14 [38]. Ces auteurs ont également proposé un tableau synthétique résumant l'influence des principaux paramètres expérimentaux sur les régimes d'impact observés, présenté à la Figure 1.15, à savoir les paramètres caractérisant l'impact, les propriétés du fluide et de la paroi.

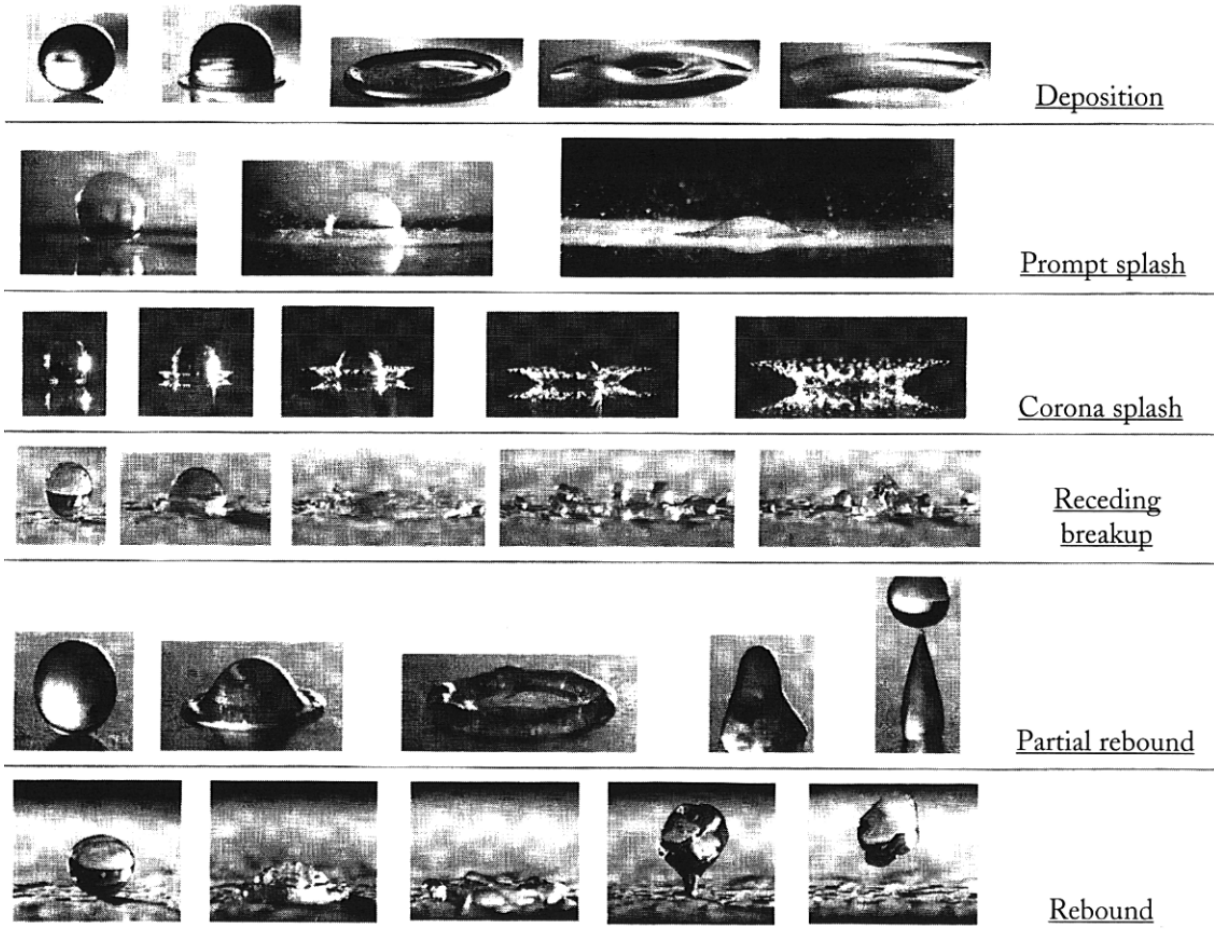


FIGURE 1.14 – Exemples des six types de régimes d'impact pouvant être observés, de [39].

Increase of	Deposition	Prompt splash	Corona splash	Receding breakup	Partial rebound	Complete rebound
V_0	↓	↑	↑	↑	↑	
D	↓	↑				
σ		↓	↓	↑	↑	↑
μ	↑	↓	↓	↓		
R_a	↓	↑	↓			
R_w		↓				
θ_{rec}				↑	↑	↑

FIGURE 1.15 – Effet de l'augmentation de la vitesse d'impact, du diamètre, de la tension de surface et de la viscosité de la goutte ainsi que de l'amplitude et longueur d'onde de la rugosité et l'angle de contact de la paroi sur les régimes observés. Issu de [39].

Plusieurs grandeurs adimensionnelles sont utilisées pour caractériser le comportement d'étalement des gouttes lors de l'impact. Parmi celles-ci, les nombres de Weber et de Reynolds jouent un rôle fondamental. Le nombre de Reynolds exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, tandis que le nombre de Weber traduit le rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension superficielle.

L'étalement maximal de la goutte est quantifié par le facteur d'étalement $\beta = \frac{d_{max}}{d_0}$ où d_0 désigne le diamètre initial de la goutte avant impact et d_{max} le diamètre maximal atteint au cours de l'étalement. Dans certains travaux, ce facteur est également noté ξ. La dynamique temporelle de l'impact peut être décrite à l'aide d'un temps réduit, défini par $t^* = \frac{t\ v_0}{d_0}$, où v_0 représente la vitesse de la goutte à l'impact.

Un exemple d'évolution du facteur d'étalement en fonction du temps adimensionné est présenté sur les Figures 1.16. Ces courbes montrent une croissance de β jusqu'à un maximum atteint pour $t^* \simeq 1,7$, avec des valeurs de β_{max} variant entre 1,5 et 2,5 selon le nombre de Weber, avant une décroissance progressive. Cette évolution illustre un comportement typique de la dynamique d'étalement et de rétraction d'une goutte liquide après impact.

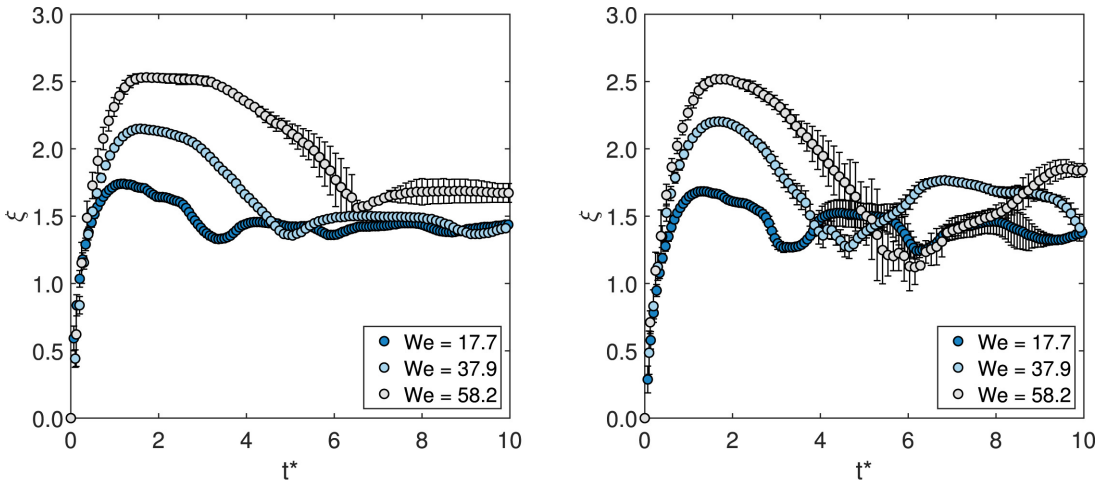


FIGURE 1.16 – Variation du facteur d'étalement pour trois nombres de Weber différents. (a) paroi isotherme et (b) paroi non isotherme. Issu de [40] avec permission.

1.3.2 Les différentes phases de la dynamique à l'impact

Au moment de l'impact, plusieurs phases temporelles peuvent être distinguées [41] comme représenté sur la figure 1.17. Ces différentes phases sont schématisées sur la Figure 1.18.

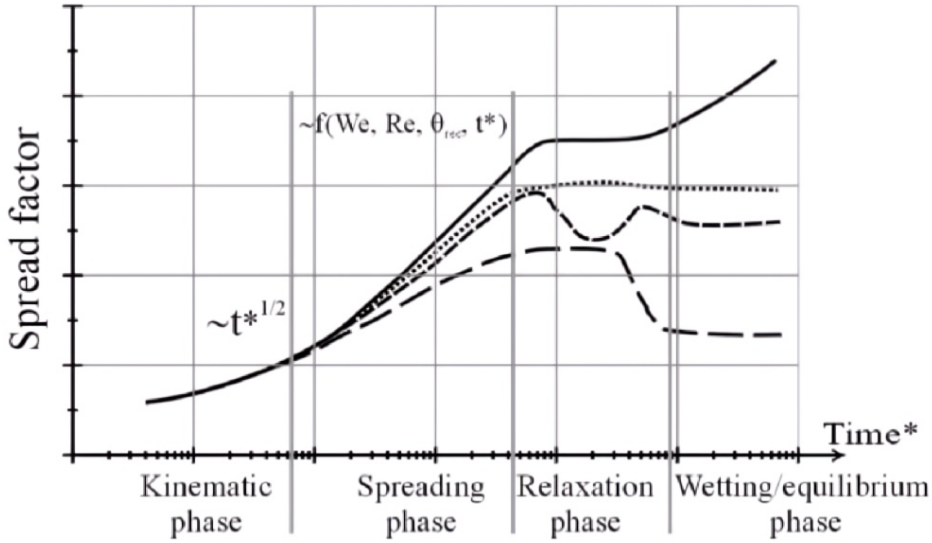


FIGURE 1.17 – Représentation schématique du facteur d'étalement avec le temps. Les différentes lignes correspondent à un choix arbitraire d'histoires d'étalement possibles, en fonction des paramètres de l'impact. De [41].

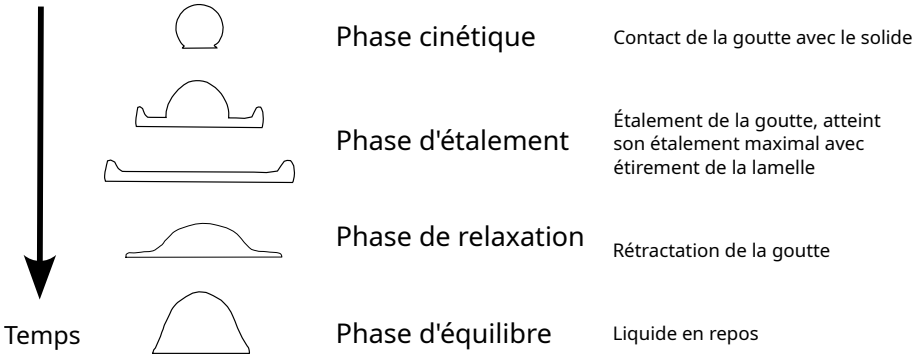


FIGURE 1.18 – Représentation schématique des différentes étapes possible lors de l'impact d'une goutte en suivant les phases de la Figure 1.17.

Phase cinématique

Cette phase intervient immédiatement après l'impact, pour des temps réduits $t^* < 0,1$. À cette échelle temporelle, le liquide peut être considéré comme faiblement compressible et la goutte prend la forme d'une calotte sphérique de hauteur H qui diminue à vitesse constante v_0 tout en conservant la masse initiale. Ainsi sous ces hypothèses et en posant

$h = v_0\ t$, $r_0 = H + h$ et $r_0^2 = H^2 + r^2$, on obtient facilement :

$$\begin{aligned} r_0 - h &= \sqrt{r_0^2 - r^2} \\ r^2 &= 2\,r_0\,h - h^2 \\ \beta &= \sqrt{\frac{v_0\,t}{r_0}(\frac{2\,r_0 - v_0\,t}{r_0})} \\ \beta &= \sqrt{\frac{v_0\,t}{d_0/2}(\frac{2\,r_0}{r_0} - \frac{v_0\,t}{d_0/2})} \\ \beta &= 2\,\sqrt{t^*(1-t^*)} \end{aligned}$$

Pour des valeurs faibles de t^*, le diamètre d'étalement varie comme la racine carrée du temps. Ainsi, cette première phase est principalement gouvernée par la vitesse d'impact et le diamètre initial de la goutte.

Lors de l'impact, une fine couche d'air peut être piégée entre la goutte et la surface, entraînant la formation de bulles d'air, comme démontré expérimentalement par S. Chandra et C. T. Avedisan [42] puis confirmé numériquement par Mehdi-Nejad *et al.* [43]. La phase cinématique prend fin lorsque la base de la goutte commence à se déplacer principalement dans la direction radiale, marquant la formation d'une lamelle centrale et d'un bourrelet à sa périphérie (Figure 1.19).

Phase d'étalement

Au moment du contact avec la paroi, le champ de vitesse du fluide se réoriente progressivement de la direction verticale vers la direction radiale. Cette réorientation engendre la formation d'une couche limite hydrodynamique au voisinage immédiat du substrat, caractérisée par un gradient de vitesse important. Le fluide accumulé à la périphérie de la zone d'impact forme un bourrelet annulaire alimenté par l'écoulement radial provenant du centre (Figure 1.19). En revanche, au point central d'impact, la vitesse s'annule conformément à la symétrie de l'écoulement.

L'augmentation de la vitesse d'impact ou du diamètre initial de la goutte renforce les effets inertiels et se traduit par un étalement plus rapide et plus étendu. À l'inverse, une tension superficielle ou une viscosité plus élevée accroît la dissipation visqueuse et la résistance capillaire à la déformation, limitant ainsi l'étalement de la goutte.

La phase d'étalement prend fin lorsque l'énergie cinétique initiale a été entièrement dissipée par viscosité et/ou convertie en énergie interfaciale. À ce stade, la goutte présente généralement une géométrie caractéristique constituée d'une lamelle mince et étirée, bordée d'un bourrelet périphérique (voir Figure 1.18).

La dynamique de cette phase dépend d'un ensemble de paramètres physiques — viscosité, tension de surface, vitesse d'impact, mouillabilité du substrat — qui peuvent être regroupés à travers des nombres adimensionnels tels que le nombre de Reynolds (Re), le nombre de Weber (We), ainsi que les angles de contact dynamiques décrivant les conditions locales de mouillage.

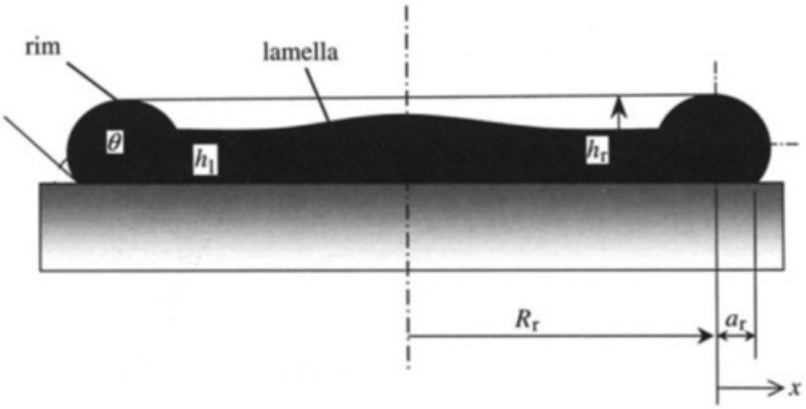


FIGURE 1.19 – Géométrie de la goutte lors de la phase d'étalement sur la paroi : lamelle centrale entourée un bourrelet à la périphérie selon Roisman *et al.* [44].

Phase de relaxation

Après avoir atteint son étalement maximal ($\beta_{\max}$), la goutte entre dans une phase de rétraction dominée par les forces de tension de surface cherchant à minimiser l'énergie interfaciale. Lorsque le nombre de Weber est élevé, la lamelle peut continuer à se propager jusqu'à sa dislocation, due à la prédominance des forces d'inertie sur les forces capillaires. Les principaux paramètres régissant cette phase sont l'angle de recul et la rugosité de la surface. Plus l'étalement est important et plus l'angle de recul est faible, plus la rétraction sera marquée. Sur des substrats très hydrophobes, cette rétraction peut conduire au rebond complet de la goutte. Des oscillations entre étalement et rétraction peuvent subsister avant que la goutte n'atteigne son équilibre. Les travaux de Roisman *et al.*[44] propose une approche théorique modélisant les phases d'étalement et de rétraction d'une goutte ne subissant ni fragmentation ni rebond. Dans cette approche, la viscosité et la dynamique de mouillage est prise en compte pour en étudier les effets.

Phase d'équilibre

La phase d'équilibre correspond à la stabilisation finale de la goutte, lorsque son diamètre d'étalement ne varie plus significativement dans le temps. Des réajustements lents peuvent toutefois se produire, liés à des effets capillaires, mais leur dynamique reste beaucoup plus faible que lors des phases précédentes.

1.3.3 Carte des régimes

Les différents comportements observés lors de l'impact d'une goutte — étalement, rebond, éclaboussement ou fragmentation — peuvent être représentés dans des cartes de régimes reliant les grandeurs adimensionnelles de l'écoulement telles que les nombres de Weber (We), de Reynolds (Re) et d'Ohnesorge (Oh).

Yang *et al.* [45] ont montré expérimentalement que le seuil séparant les régimes de déposition et d'éclatement varie de manière non monotone avec Oh. Le nombre de Weber critique diminue puis augmente avec l'accroissement du nombre d'Ohnesorge. En ajustant leurs résultats à des données antérieures, ils ont proposé une corrélation semi-empirique pour prédire ces transitions, présentée sur la Figure 1.20.

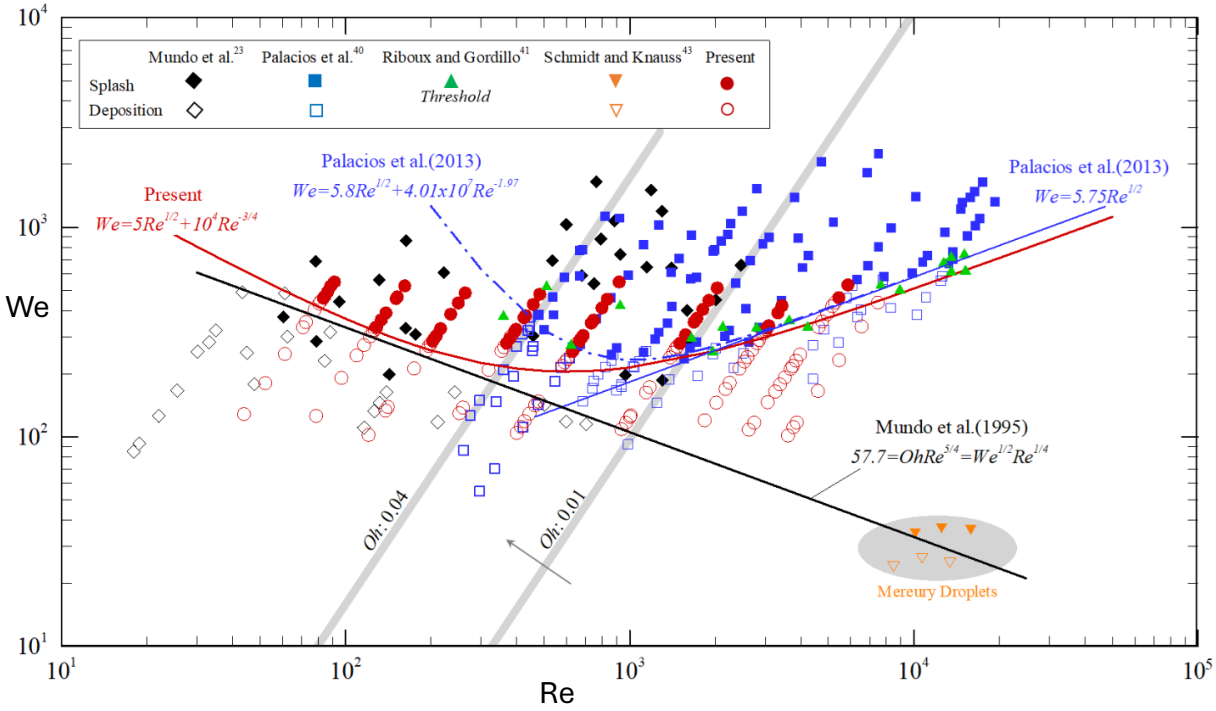


FIGURE 1.20 – Carte de transition dépôt-splashing dans le plan We-Re. Comparaison des données expérimentales de Mundo et al.[46], Palacios et al.[47], Riboux et Gordillo [48], Schmidt et Knauss dans "Prallzerstäubung von flüssigkeiten bei nichtbenetzung" et de l'étude de [45]. Les corrélations issues de ces travaux sont mentionnées sur la Figure.

Pour les cas en présence de rebond, d'autres travaux se sont concentrés sur la formation de jets lors de la rétraction. Siddique *et al.* [49] ont étudié expérimentalement ce phénomène sur des substrats hydrophiles microstructurés constitués de micropiliers cylindriques. Ils ont montré que la vitesse, la hauteur et le diamètre des jets augmentent linéairement avec le nombre de Weber. La relation entre la taille du jet et sa vitesse suit une loi d'échelle de puissance $-4/3$ [50]. Aucun jet n'est observé lorsque la viscosité du fluide dépasse un certain seuil.

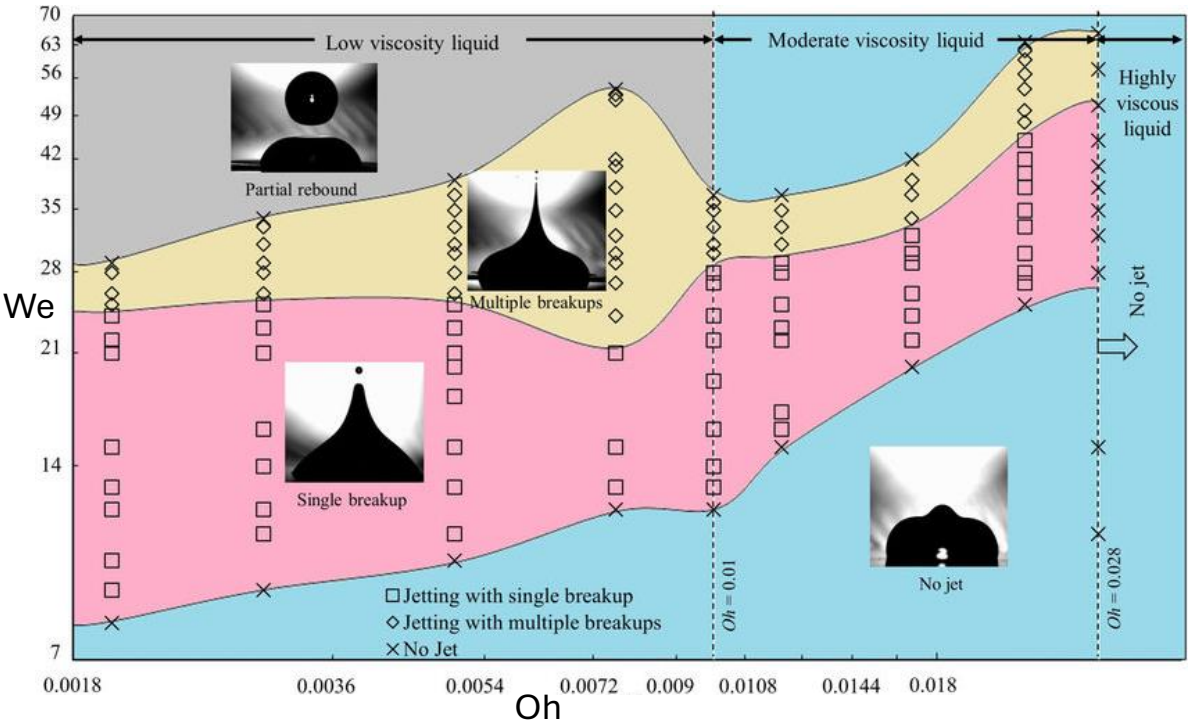


FIGURE 1.21 – Carte du régime des jets d'impact sur surface hydrophile avec angle de contact d'environ 50°, extrait de [49].

Bien que de nombreuses études aient exploré les régimes en fonction de We et Re, peu ont examiné l'influence de la mouillabilité. Krishnan *et al.* [51] ont conduit une étude expérimentale sur ce paramètre, en faisant varier l'angle de contact de recul entre 18° et 150°, ainsi que la viscosité du liquide entre 0,1 $Pa \cdot s$ et 4,5 $Pa \cdot s$. Ils ont observé que le nombre de Weber critique est fortement influencé par Oh et l'angle de contact. Une tendance décroissante du seuil critique est observée depuis les surfaces superhydrophiles ($CA_{\text{recul}} < 30°$) jusqu'aux surfaces neutres, puis hydrophobes et superhydrophobes. Cette tendance sépare les régimes de dépôt et de dépôt avec instabilités/fragmentation en périphérie pour les surfaces hydrophiles alors qu'elle sépare le régime de rebond et de splash pour les parois hydrophobes. Ces observations sont valables pour plusieurs valeurs de Oh, ce qui souligne l'importance de caractériser le mouillage par l'angle de contact spécifique au couple liquide-surface.

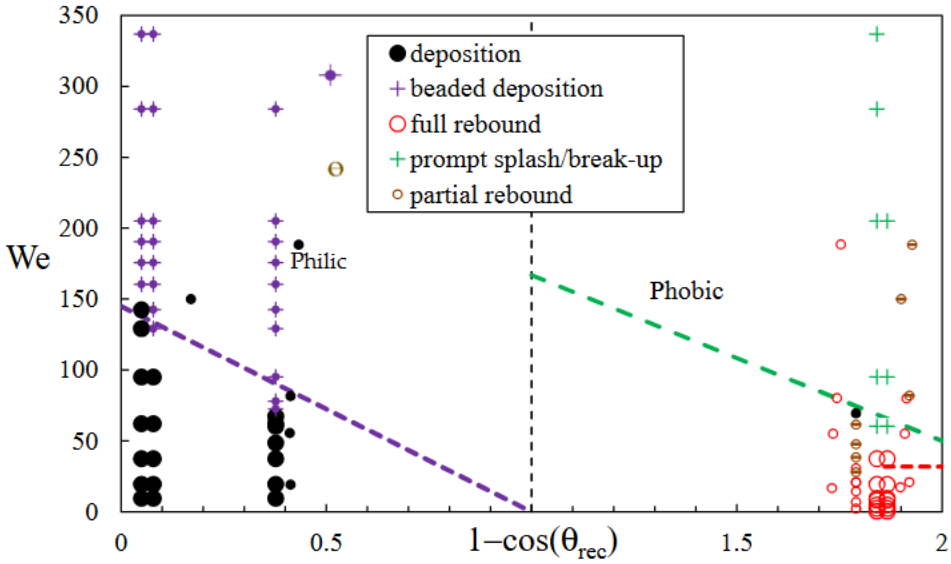


FIGURE 1.22 – Carte des régimes pour des impacts de gouttes d'eau ($Oh \sim 0,003$) sur des surfaces de mouillabilité variable, avec données de [52], [53], [54], [55], issue de [51].

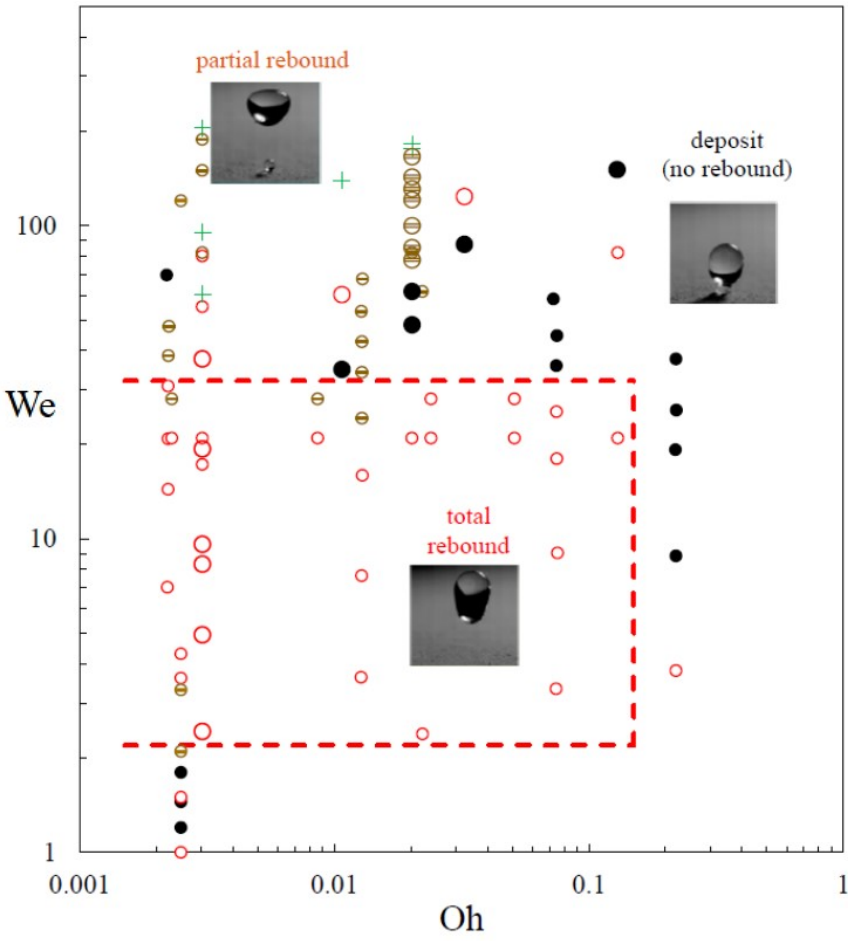


FIGURE 1.23 – Carte des limites de rebond en fonction du nombre de Weber et de Ohnesorge, selon [51].

Une nouvelle carte de régime pour le rebond sur surfaces superhydrophobes ($CA_{\text{recul}} > 150°$) a été établie, indiquant que le rebond total se produit généralement pour des nombres de Weber compris entre 2,2 et 32 pour $Oh < 0{,}17$.

1.3.4 Estimation de l'étalement maximal

Le paramètre $\beta_{\max}$ désigne le rapport entre le diamètre maximal d'étalement de la goutte et son diamètre initial. Il constitue un indicateur clé de la dynamique d'impact. La littérature est riche en corrélations permettant d'estimer $\beta_{\max}$, comme le montrent les revues de Josserand *et al.* [56] et Aksoy *et al.* [57]. Deux grandes familles de corrélations sont identifiées :

— **Corrélations empiriques** : issues d'expériences ou de simulations, elles peuvent inclure un paramètre d'ajustement. Par exemple, Laan *et al.* [58] proposent :

$$\beta_{\max} = \frac{Re^{0,2}\sqrt{P}}{A\sqrt{P}}, \quad \text{avec } A = \frac{We}{Re^{0,4}}, \quad P \approx 1$$

— **Corrélations théoriques (modèles)** : fondées sur des bilans énergétiques ou des hypothèses physiques. Pasandideh-Fard *et al.* [59] ont développé un modèle basé sur la conservation de l'énergie cinétique et de l'énergie de surface. À l'étalement maximal, l'énergie cinétique initiale $\frac{1}{2}\rho_l v_0^2 \frac{\pi}{6} d_0^3$ est entièrement convertie en énergie de surface $\frac{\pi}{4} d_{\max}^2 \gamma(1 - \cos\theta_a)$, conduisant à :

$$\beta_{\max} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1 - \cos\theta_a) + 4\left(\frac{We}{\sqrt{Re}}\right)}}$$

Il est à noter que les corrélations empiriques intègrent rarement la mouillabilité, contrairement aux modèles théoriques qui peuvent en tenir compte via l'angle de contact.

1.4 Impact sur des surfaces chaudes

La dynamique d'étalement observée en conditions isothermes est principalement gouvernée par la mécanique des fluides et les forces interfaciales. Lorsqu'une paroi est chauffée, des couplages thermodynamiques s'ajoutent à ces mécanismes et modifient profondément l'issue de l'impact et la durée de vie de la goutte. Des gradients thermiques apparaissent dans la goutte et dans la couche limite adjacente à la paroi, réorganisant les écoulements internes et les transferts de chaleur. La dépendance de la tension de surface à la température engendre des forçages de Marangoni susceptibles de redistribuer les contraintes de surface et d'altérer l'étalement et la rétraction de la goutte. À des températures plus élevées, la nucléation et la croissance de vapeur au contact de la paroi, ainsi que la formation d'un film de vapeur, peuvent dominer la physique de l'impact et conduire à des régimes qualitativement différents affectant tant la dynamique d'impact que le transfert thermique.

1.4.1 Carte des régimes

Une première description des régimes d'impact remonte aux travaux historiques de Worthington (1877) et Worthington et Cole (1897) [60], [61]. Les investigations systématiques du transfert thermique associé à l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée ont été initiées par Wachters et Westerling [62] et prolongées par McGinnis et Holman, Holman *et al.* et Pedersen [63], [64], [65]. Ces études pionnières ont mis en évidence, dès les années 1960–1970, la grande complexité des phénomènes couplés impliqués (transfert de chaleur transitoire, ébullition, instabilités interfaciales et interactions capillaires–inertielles).

Labeish [66] a proposé une première tentative de classification visuelle des régimes en fonction de la température de la paroi et du nombre de Weber, s'appuyant sur une série d'enregistrements photographiques analysés qualitativement. La Figure 1.24 présente une synthèse schématique des morphologies d'étalement et des transitions observées, illustrant la dépendance des mécanismes aux conditions initiales de l'impact.

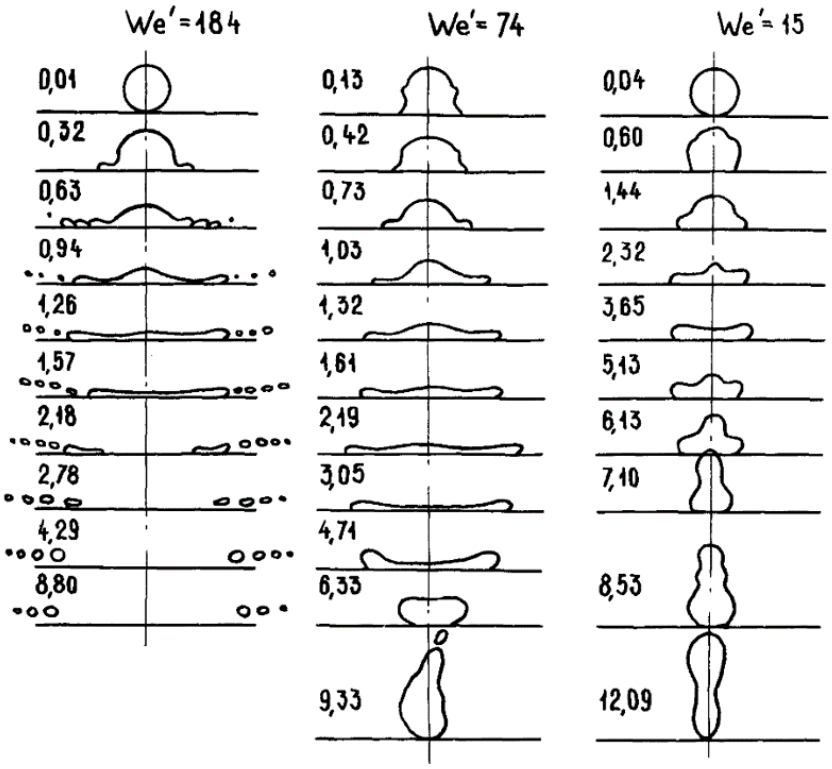


FIGURE 1.24 – Étapes successives de déformation d'une goutte impactant une paroi chauffée pour différents nombres de Weber d'après les observations de [66].

Par la suite, Yao et Cai ont exploré la dynamique d'impact dans le régime de Leidenfrost [67]. Bernardin, Stebbins et Mudawar [68] ont comparé les régimes observés en impact de gouttes avec ceux de l'ébullition en bassin, en faisant appel à des critères temporels analogues. Plutôt que d'analyser exclusivement le flux thermique en fonction de la température de paroi (courbe de Nukiyama, Figure 1.13), ces auteurs ont montré l'intérêt d'examiner le temps de vie de la goutte en contact avec la surface : un flux de chaleur élevé se traduit par une durée de vie réduite de la goutte, tandis que l'établissement d'un film de vapeur isolant prolonge cette durée.

La mesure du temps d'évaporation en fonction de la température de paroi fournit ainsi un indicateur pertinent des transitions de régime. L'exemple rapporté par [42] (Figure 1.25) met en évidence une décroissance du temps de vie de la goutte lorsque la température augmente, jusqu'à l'atteinte d'un minimum corrélé au flux thermique maximal (analogue au Critical Heat Flux, CHF). Au-delà de ce minimum, la durée de vie augmente fortement pour atteindre un maximum associé au paasage en régime de Leidenfrost, où l'échange thermique est nettement diminué en raison de la présence d'un coussin de vapeur stabilisé.

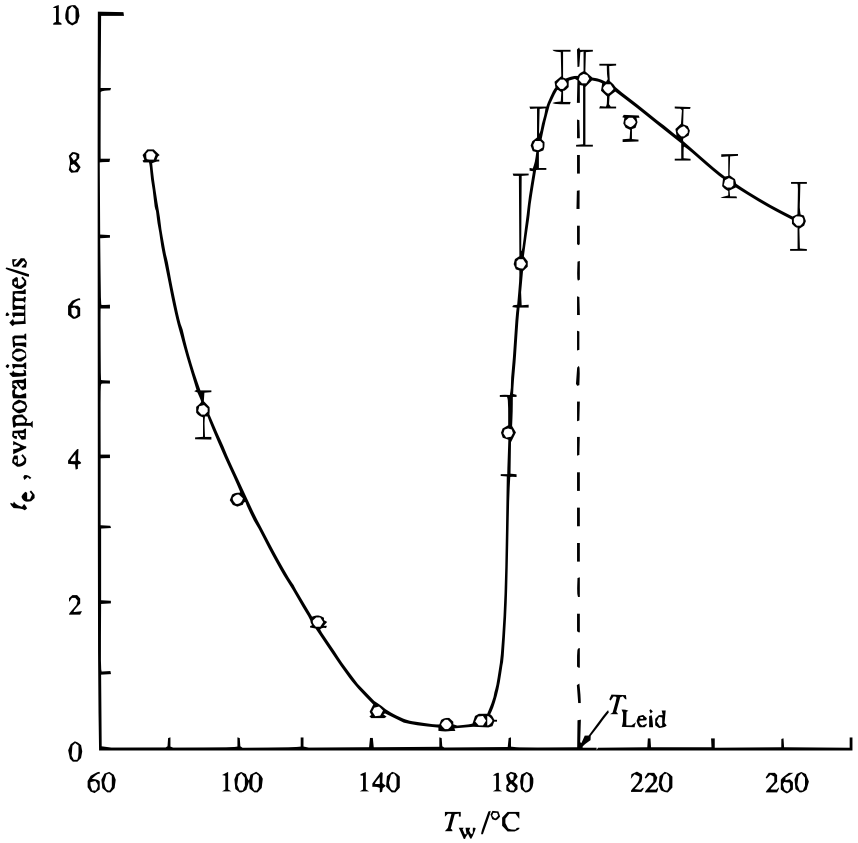
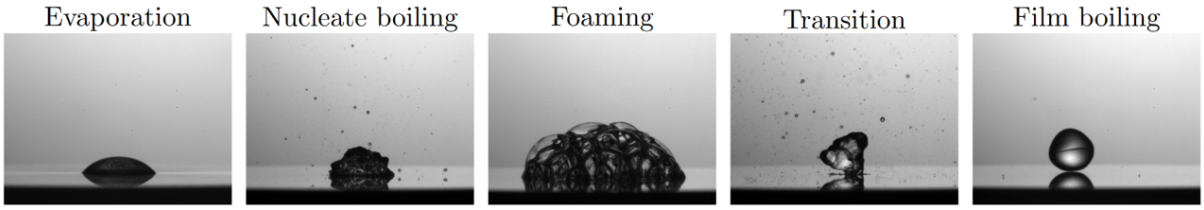


FIGURE 1.25 – Temps d'évaporation d'une goutte de n-heptane de 1.5mm de diamètre en fonction de la température de parois. Issu de [42].

On peut poursuivre cette analogie avec la courbe de Nukiyama (Figure 1.13) aux autres régimes observés. Lorsque la température de la surface est proche ou légèrement supérieure à la température de saturation du fluide, le transfert thermique se fait principalement par évaporation, on parle alors du régime d'**évaporation en film**. À mesure que la température augmente, des bulles de vapeur commencent à se former : c'est le régime d'**ébullition nucléée**. En poursuivant l'élévation de la température, le système entre dans un régime instable dit d'**ébullition de transition**, caractérisé par une coexistence complexe de zones d'ébullition nucléée et de zones où la vapeur devient dominante. Au-delà de ce régime, on atteint l'**ébullition en film**, dans laquelle la goutte rentre très peu en contact avec la surface séparée par le film de vapeur. Enfin, lorsque la température dépasse un seuil critique, on observe le phénomène de **Leidenfrost**, où la goutte ne touche jamais la surface, lévitant sur un coussin de vapeur en raison d'une évaporation intense. Dans ces différents régimes se cachent en réalité une très grande variété de sous-régimes ; l'**ébullition nucléée**, l'**ébullition de transition** ou l'**ébullition en film** sont plutôt des classes ou des familles de régimes. L'ensemble est résumé par la Figure 1.26 de [69] et de façon schématique sur la Figure 1.27. Le régime d'ébullition en moussage (*Foaming*) visible sur la Figure 1.26 sera notamment développé plus tard dans la suite de cette étude.



(a) $T = 100°C$ (b) $T = 120°C$ (c) $T = 135°C$ (d) $T = 150°C$ (e) $T = 180°C$

FIGURE 1.26 – Observation par ombroscopie des différents régimes observables lors d'un impact d'une goutte d'eau sur une surface chaude à différentes températures. Issu de [69] avec permission.

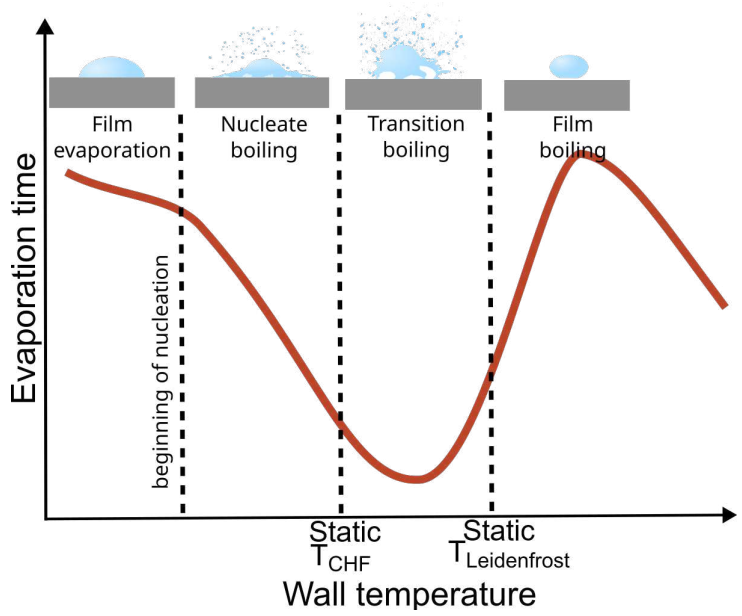


FIGURE 1.27 – Illustration schématique des grandes familles de régimes observables lors d'impact d'une goutte sur une surface chaude.

Pour des températures de paroi inférieures à la température d'ébullition du liquide ($T < T_{sat}$), la dynamique d'impact reste essentiellement comparable à celle observée en conditions isothermes, l'apport thermique n'étant pas suffisamment important pour modifier les mécanismes d'étalement et de rétraction. Aucune influence systématique de la température de paroi sur le diamètre d'étalement maximal n'a été rapportée dans plusieurs études récentes [70], [71], [72]. Lorsque la température de la paroi est supérieure à la température de saturation, l'ébullition peut se déclencher. Comme nous l'avons vu précédemment, plus la température est élevée, plus la nucléation risque d'être intense avec un nombre de sites activés croissant. Pour des températures suffisamment élevées, cette nucléation apparaît pendant la phase d'étalement, ce qui modifie drastiquement les régimes observés. Dans leur article, M. Chen *et al.* étudient la formation de gouttelettes lors d'impact à haute température [70]. Ils distinguent deux cas où des gouttelettes sont générées au moment de l'impact. Les gouttelettes par spray se produisent principalement dans la région d'ébullition et la taille des gouttelettes secondaires formées à partir du mécanisme de spray est beaucoup plus grande qu'elle ne l'a formée à partir du mécanisme d'atomisation. Lorsque la surface de la paroi est à température encore plus élevée, de fines gouttelettes sont formées par un phénomène semblable à une micro-explosion comme

visible sur la Figure 1.28(a). Les auteurs ont dressé une carte des régimes qu'ils ont observés en fonction de la température de paroi et du nombre de Weber et qui sont illustrés sur la Figure 1.28(b).

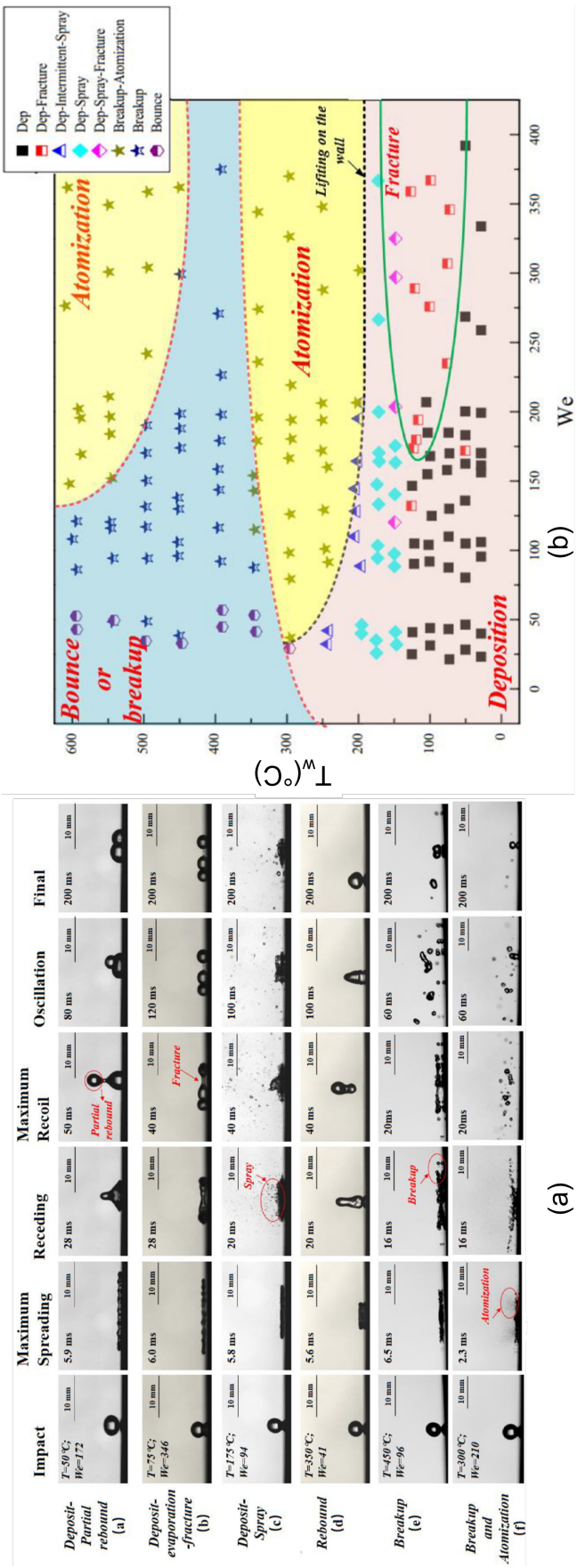


FIGURE 1.28 – Observations temporelles des différents régimes d'impact (a) et classification de ces régimes dans un plan nombre de Weber-Température de paroi(b). Issu des travaux de [70].

Dans leur étude, Khavari *et al.*[72] ont, quant à eux, étudié la transition entre les impacts mouillants et non mouillants (point de Leidenfrost) en fonction du nombre de Weber. Par une technique optique de réflexion interne totale (TIR : Total Internal Reflection), ils ont quantifié la surface où le liquide rentre en contact avec la paroi au cours de l'impact. De plus, cette mesure spatio-temporelle leur a permis de mettre en évidence des motifs de mouillage spécifiques pour différentes températures de surface et nombres de Weber. Parmi eux, ils ont pu observer des motifs semblables à des doigts (*fingering pattern*) qui se produisent lors de la transition vers le régime de Leidenfrost et qui sont illustrés sur la Figure 1.29. Enfin, ils ont ainsi déterminé une ligne de transition qui délimite le début du régime de Leidenfrost et qui est reportée sur la figure mentionnée.

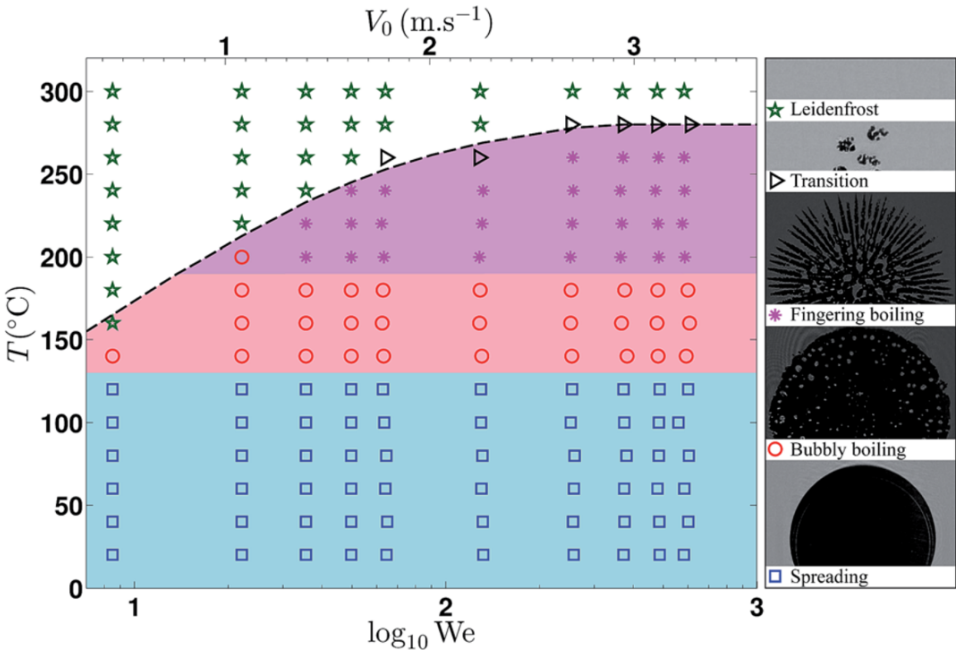


FIGURE 1.29 – Diagramme de phase montrant quatre régimes d'ébullition majeurs : déposition avec évaporation en film, ébullition nucléée (cercles rouges), ébullition avec *fingering* (astérisques violets), régime de Leidenfrost (étoiles vertes). Plusieurs points avec des comportements transitionnels (triangles droits) ont été observés entre les régimes de Leidenfrost et d'ébullition avec *fingering* : ces motifs de mouillage n'apparaissent que pendant un temps très court ($\approx$ 1ms) et n'ont pas les formes de digitation. La ligne pointillée indique la transition entre les régimes de d'ébullition par *fingering* et Leidenfrost. Le nombre de Weber a été modifié en changeant la vitesse de chute tout en gardant le diamètre de la gouttelette fixe ($D_0 = 2 \pm 0,01$mm). De [72] avec permission.

Dès 1966, Gottfried *et al.* ont étudié ce régime d'ébullition en film expérimentalement et ont développé un modèle théorique [73]. La chaleur est transportée à la goutte par conduction à travers le film de vapeur sur la moitié inférieure et par rayonnement a la goutte tout entière. De la masse est enlevée de la goutte par évaporation sur la surface inférieure pour nourrir le film de vapeur et par diffusion à partir de la surface supérieure. La goutte est soutenue par la pression supplémentaire dans le film de vapeur.

Une description temporelle nécessaire

À la lumière de ce qui a été décrit précédemment, il est alors évident que, pour mieux comprendre les phénomènes inhérents à l'impact d'une goutte sur une surface chaude, tenter de décrire seulement la phase d'impact n'est pas suffisant. Les études citées en amont montrent bien que l'ensemble de la durée de vie est modifiée par la thermique. Un excellent exemple est donné par la Figure 1.30 de Breitenbach *et al.*[69]. Sur cette figure, l'impact d'une goutte pour un nombre de Reynolds de 2750 à différents temps après l'impact peut être observé. Les 20 premières ms constituent la phase d'impact gouvernée par la dynamique avec un fort recule conduisant à un rebond partiel. Sur les 40 ms suivantes, la goutte entre en ébullition nucléée. L'ébullition s'intensifie et devient de transition pendant les 100 ms suivantes. La part de vapeur croit à l'interface liquide-solide et fini par complètement soulever la goutte qui rentre en ébullition en film (*film boiling*) 230 ms après l'impact, lévitant sur son cousin de vapeur.

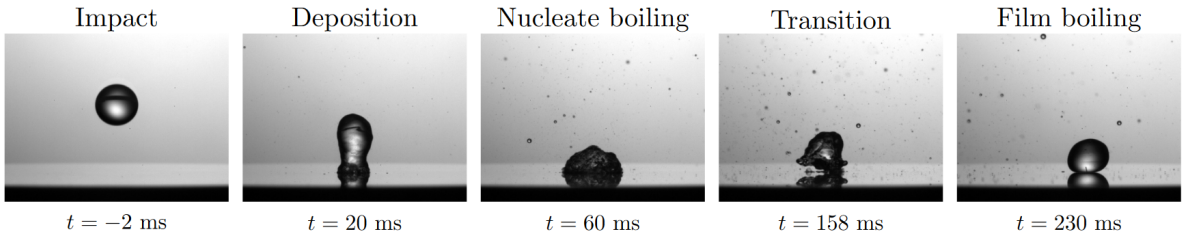


FIGURE 1.30 – Caractérisation par ombroscopie des différents régimes observables au cours de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface à $T_0 = 140°C$ et pour un nombre de Reynolds de 2750. Issu de [69] avec permission.

Les évolutions de régimes observées au cours de l'impact ont également été documentées par L. Sang-Hyeon *et al.* [71]. Dans leur étude, les auteurs synthétisent leurs observations sous la forme d'une carte des régimes en coordonnées temps - température de paroi, obtenue pour des gouttes d'éthanol de 2 mm de diamètre impactant sur un substrat en saphir. L'acquisition combine l'imagerie par réflexion totale interne (TIR) et des radiographies synchrotron en vue de côté ultra-rapides, atteignant jusqu'à $2,71 \cdot 10^5$ images·s^{-1}. La carte (Figure 1.31) met en évidence une réduction marquée du temps de contact initial lorsque la température de paroi augmente : la durée de contact décroît de l'ordre de plusieurs dizaines de millisecondes à environ 150 °C pour tendre vers zéro autour de 250 °C. Lorsque la température de paroi dépasse approximativement 175 °C, une phase de lévitation près de la paroi s'installe systématiquement en fin d'étalement (jusqu'à une durée typique de $\sim$ 15 ms) conduisant ensuite soit à un départ de la paroi, soit à un rebond de la goutte, selon les conditions cinématiques et thermiques.

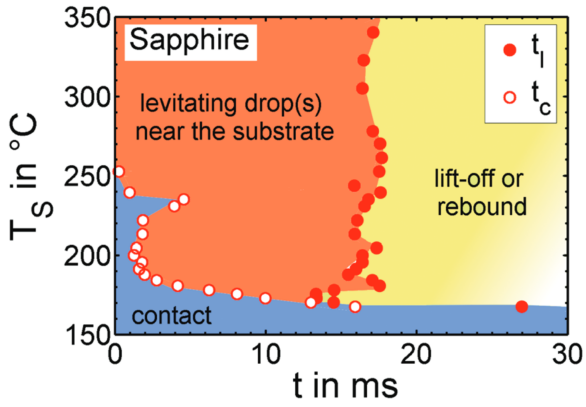


FIGURE 1.31 – Illustration de l'évolution des régimes au cours du temps et pour différentes températures de paroi. Cas de gouttes d'éthanol de $d_0 = 2$ mm de diamètre impactant à la vitesse 1 ms^{-1}, We = 71,2 sur un substrat en saphir. Issu de [71] avec permission.

Effet de la mouillabilité

L'étude de l'effet de la mouillabilité sur les régimes d'impact et sur la durée de vie de la goutte a notamment été étudiée par C.E. Clavijo *et al.* [74]. Dans cette étude, quatre surfaces couvrant tout le spectre de mouillabilité : superhydrophile (SH), hydrophile (HL), hydrophobe (HB) et superhydrophobe (SHB), sont utilisées dans le cas d'une goutte de $2,2$ mm pour des température de paroi variant de 125 °C à 415 °C et un nombre de Weber de 10 à 225. La Figure 1.32, montre l'impact d'une goutte sur les différentes surfaces à 150 °C en fonction du temps à un nombre de Weber de 40. L'importance de l'effet de la mouillabilité y est manifeste : les deux surfaces hydrophiles présentent un étalement avec atomisation correspondant à l'éclatement de bulles de vapeur, ce phénomène n'est pas présent pour les deux surfaces hydrophobes ce que les auteurs qualifient de phénomène "pseudo-leidenfrost". La présence de bulles de vapeur, mais l'absence d'atomisation (du moins aucune n'ayant pu être observée avec le même dispositif expérimental que celui ayant permis de capturer l'atomisation sur les autres surfaces), suggère qu'aucune rupture de bulle ne se produit. Une explication possible avancée par les auteurs est que, tandis que le film lamellaire liquide formé sur les surfaces hydrophiles et superhydrophiles est suffisamment mince pour permettre la libération des bulles de vapeur par éclatement, le film reste plus épais que les bulles sur les surfaces hydrophobes et superhydrophobes, empêchant ainsi toute atomisation. Les diamètres d'étalement plus importants observés sur les surfaces HL et SHL confirment l'hypothèse d'un film liquide plus mince lors de l'impact.

Dans cette même étude, C.E. Clavijo *et al.* ont établi une carte des régimes pour chacune des surfaces en y reportant la frontière où l'atomisation apparaît ou non. Sur la Figure 1.33), on peut ainsi constater que, généralement plus la mouillabilité est grande, plus la région où l'atomisation apparaît est grande tant en plage de nombre de Weber qu'en plage de température de paroi. Il est à noter que sur la paroi superhydrophobe, l'atomisation n'apparaît jamais à faible nombre de Weber quelle que soit la température du substrat.

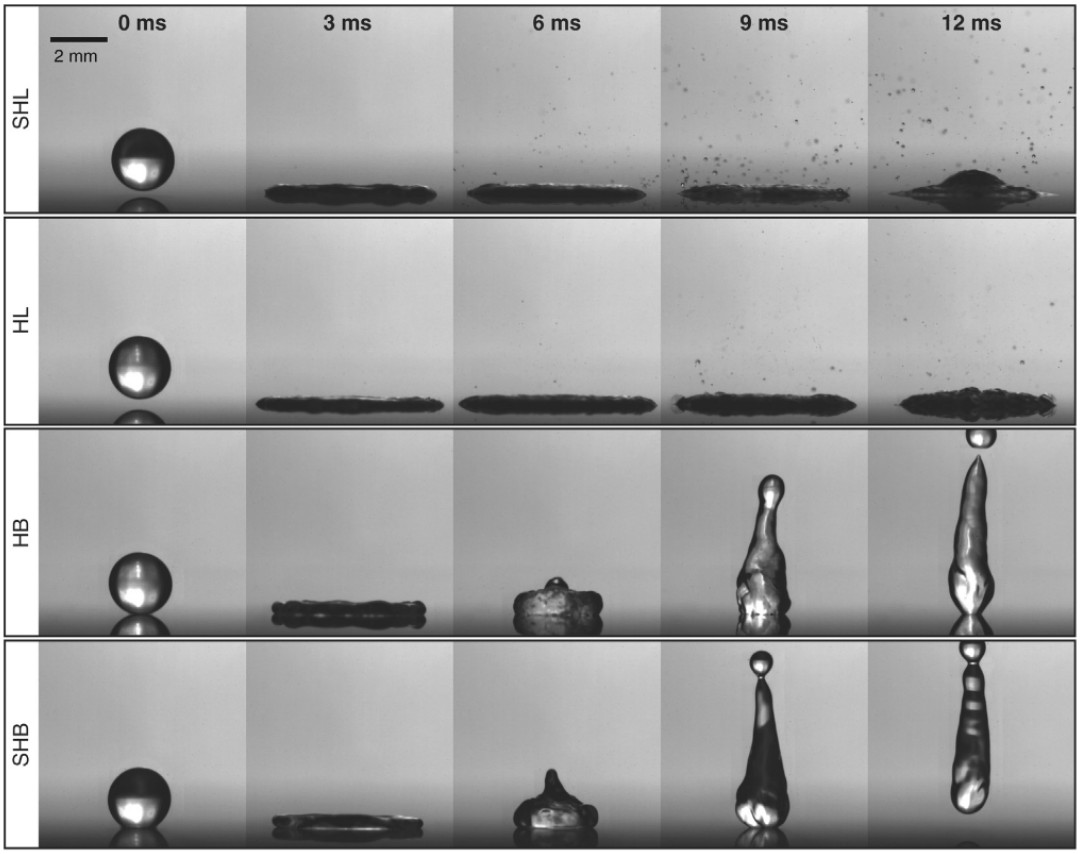


FIGURE 1.32 – Séquences d'images de l'impact de gouttes sur les quatre surfaces à $T_0 = 150°C$ C et We = 40. De haut en bas, SHL, super-hydrophile, HL, hydrophile, HB, hydrophobe et SHB, super-hydrophobe. L'atomisation existe sur les surfaces SHL et HL mais est absente sur les surfaces HB et SHB. Issu de [74] avec permission.

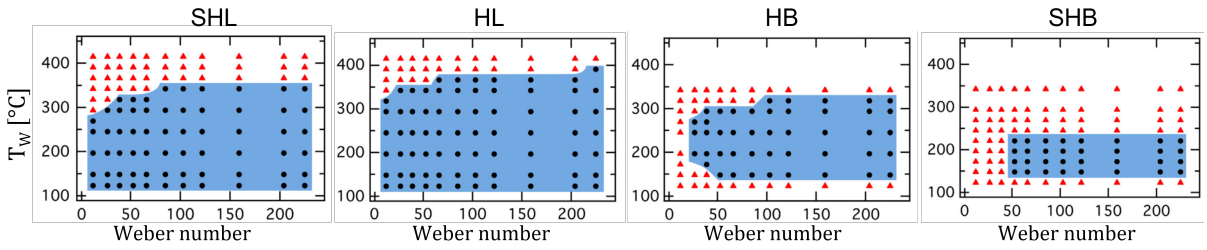


FIGURE 1.33 – Carte du régime d'atomisation pour l'impact d'une goutte d'eau sur quatre surfaces de silicium traitées pour avoir différentes mouillabilités. Les cercles représentent des scénarios où l'atomisation s'est produite, tandis que les triangles représentent des scénarios où l'atomisation n'a pas été observée. SHL, super-hydrophile, HL, hydrophile, HB, hydrophobe et SHB, super-hydrophobe. Issu de [74] avec permission.

Dans une autre étude, Q.Ma *et al.* [75] étudient l'effet de la mouillabilité sur les régimes observés en utilisant des plaques d'aluminiums traitées. Leurs résultats sont compilés sur 3 cartes de régimes visibles sur la Figure (< 150 °C), la goutte se dépose quel que soit le nombre de Weber pour la surface hydrophile. Avec la mouillabilité diminuante, la goutte ne se dépose complètement que pour les nombres de Weber inférieur à 150, pour la surface neutre et ne se dépose jamais sur la surface hydrophobe. À la place, la goutte rebondis

sans atomisation à bas nombre de Weber ou se fracture sans atomisation à haut nombre de Weber. Avec la température croissante, la goutte rebondi ou se fracture avec atomisation sauf à très bas nombre de Weber pour la surface hydrophobe où la goutte continue de rebondir sans atomisation. Enfin, à haute température ($>$ 200 °C pour $We = 15$ et $>$ 350 °C pour $We > 40$ pour la surface hydrophile, $>$ 200°C pour $We = 15$ et $>$ 300 °C pour $We > 100$ pour la surface neutre et $>$ 200°C pour $We = 50$ et $>$ 300 °C pour $We150$ pour la surface hydrophobe), la goutte rebondit sans atomisation ou se fracture sans atomisation suivant le nombre de Weber.

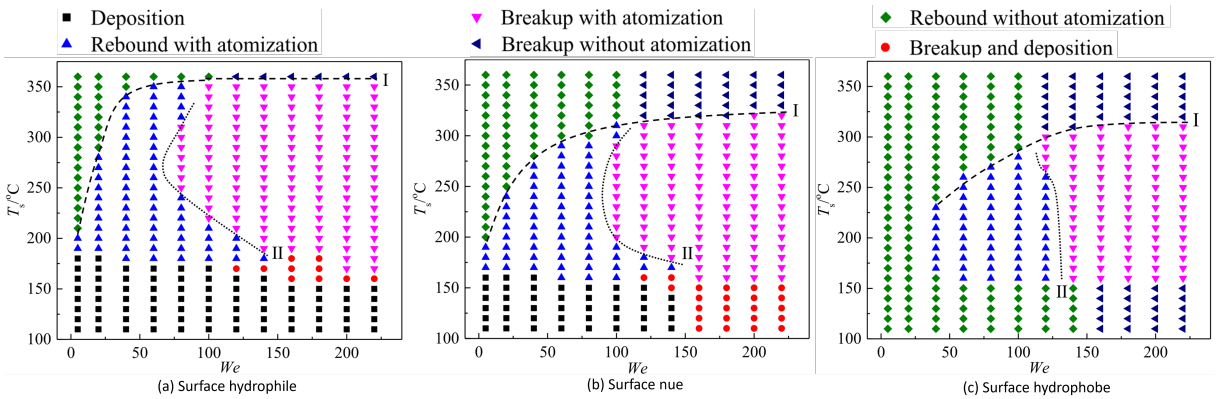


FIGURE 1.34 – Les cartes de régime $T_0 - We$ de (a) la surface hydrophile avec $CA = 10°$, (b) la surface d'aluminium nue $CA = 78°$ et (c) la surface hydrophobe $CA = 122°$. Six différents modes d'impact et d'ébullition sont présentés. La courbe I sépare l'ébullition des gouttes avec le mode d'atomisation et l'ébullition des gouttes sans mode d'atomisation. La courbe II sépare le rebond des gouttelettes avec le mode d'atomisation et la rupture des gouttelettes avec le mode d'atomisation. De [75] avec permission.

Effet de l'effusivité thermique

Pour les impacts sur le substrat hydrophile (HL) de la Figure 1.33 par C.E.Clavijo *et al.*, l'atomisation apparaît en dessous de 150 °C pour tous les nombres de Weber étudiés (de 15 à 250) alors qu'une dépendance en We est obtenue pour Q.Ma *et al.* sur la Figure 1.34 pour la même gamme de température. Selon eux, l'atomisation ne commence qu'à 200 °C pour les faibles nombre de Weber. On peut tenter d'imputer cette différence de comportement à la paroi. En effet, les deux parois ont des propriétés de surface très proche en termes de rugosités (silicium poli pour C.E.Clavijo *et al.* et aluminium ultra polie avec une rugosité moyenne inférieur à 30 nm pour Q.Ma *et al.*) mais des effusivités thermiques différentes 24kJK^{-1}m^{-2}s$^{-1/2}$ pour l'aluminium contre 14kJK^{-1}m^{-2}s$^{-1/2}$ pour le silicium.

Les cartes de régime présentées précédemment ont permis de caractériser la dynamique des gouttes et de mettre en évidence la complexité des interactions entre le liquide et la surface solide. Toutefois, si ces observations offrent une vision qualitative des mécanismes en jeu, elles ne suffisent pas à décrire les échanges thermiques locaux qui accompagnent l'impact. En effet, les régimes dynamiques observés traduisent visuellement la nature et l'intensité des interactions fluide-surface, mais ne permettent pas, à eux seuls, de quantifier les grandeurs thermiques clés, telles que la température de surface, le flux de chaleur

ou le taux d'évaporation instantané. Or, ces grandeurs gouvernent directement le déclenchement, la transition et la stabilisation des différents régimes d'impact observés. La dernière partie de cette introduction est consacrée aux différents échanges thermiques locaux entrant en jeu lors de l'impact et des régimes qui suivent.

1.4.2 Évaporation

Lorsqu'une goutte impacte une surface dont la température initiale T_0 est inférieure à la température de saturation T_{sat} (ou légèrement supérieure en cas de surchauffe modérée), elle se dépose sur la paroi sans déclencher d'ébullition. Après une phase transitoire de stabilisation, la goutte entre dans un régime d'évaporation quasi statique, également appelée évaporation en goutte sessile. Ce phénomène correspond à l'évaporation d'une goutte de liquide immobile reposant sur un substrat solide, et constitue un cas de référence pour l'étude des mécanismes de transfert de chaleur par évaporation à petite échelle. C'est cette configuration que nous allons développer par la suite.

En 1977, Picknett et Bexon ont identifié deux principaux modes d'évaporation des gouttes : le mode à rayon de contact constant (CCR) et le mode à angle de contact constant (CCA) [76]. Par la suite, cette classification a été enrichie par l'introduction de deux modes supplémentaires, portant à quatre le nombre total de régimes décrivant l'évaporation des gouttes. Le premier, noté SS (stick–slip), correspond à un mode mixte caractérisé par une diminution progressive de l'angle de contact, suivie d'une réduction du rayon de base [77]. Le second, noté SJ (stick–jump), décrit un comportement où l'angle de contact décroît à rayon constant jusqu'à atteindre une valeur critique, entraînant alors un recul brutal du rayon de contact, avant qu'un nouveau cycle ne débute [78].

Ces différents régimes d'évaporation sont représentés schématiquement sur la Figure 1.35, illustrant la diversité des comportements observés selon les conditions expérimentales et les propriétés de mouillabilité du substrat.

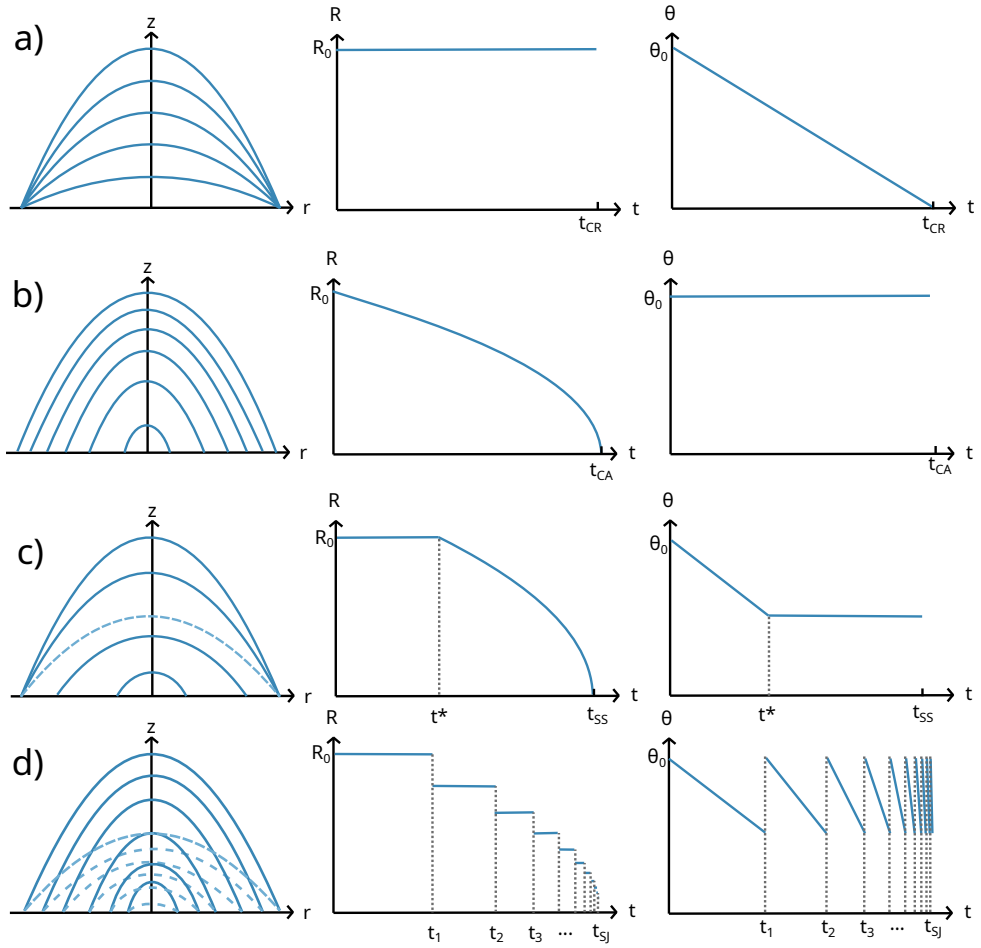


FIGURE 1.35 – Schéma présentant l'évolution de la surface libre $h(r,t)$, du rayon de contact $R(t)$ et de l'angle de contact $\theta(t)$ pour une goutte dans (a) le mode CCR, (b) le mode CCA, (c) le mode SS et (d) le mode SJ d'évaporation. Les lignes en pointillés dans les sous-figures c et d correspondent à l'instant $t = t^*$ auquel la goutte se trouve en mode SS et aux instants $t = t_n$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$ auxquels la gouttelette se trouve et saute en mode SJ, respectivement. Abbréviations : CCR, rayon de contact constant ; CCA, angle de contact constant ; SS, stick-slip ; SJ, stick-jump. Issu de [30].

Pour étudier l'évaporation d'une goutte à l'interface liquide–gaz, deux approches principales peuvent être adoptées :

(1) les modèles fondés sur la théorie cinétique des gaz, et

(2) les modèles basés sur la diffusion quasi-statique de la vapeur. Les modèles issus de la théorie cinétique décrivent l'évaporation en termes de probabilité de transition moléculaire à l'interface liquide–vapeur. Cette probabilité, associée au changement de phase d'une molécule, dépend de la pression thermodynamique et de la température locale des deux phases à l'interface [79], [80]. Dans le cas de la diffusion de la vapeur, le problème consiste à déterminer la concentration quasi-statique de vapeur dans l'atmosphère environnante, notée $c = c(r, z, t)$. Cette approche conduit à la résolution de l'**équation de Laplace** :

$$\nabla^2 c = 0,$$

dans le domaine gazeux, avec les conditions aux limites suivantes :

— $c = c_{sat}$ sur la surface libre de la goutte $(z = h)$;

— une *condition de flux nul* $\dfrac{\partial c}{\partial z} = 0$ sur la partie non mouillée du substrat $(z = 0)$;
— et $c \to c_\infty$ loin de la goutte.

La résolution analytique de ce problème permet de déterminer le flux local de vapeur sur l'ensemble de la surface libre. Popov *et al.* [81] ont proposé une solution analytique en établissant une analogie électrostatique avec le problème de Dirichlet pour un domaine délimité par deux sphères s'intersectant, en posant une sphères avec un angle de contact de 0° [82] (sections 8.10 et 8.12). La Figure 1.36 illustre le résultat de cette formulation analytique, montrant l'évolution du flux de vapeur à la surface libre pour différents angles de contact.

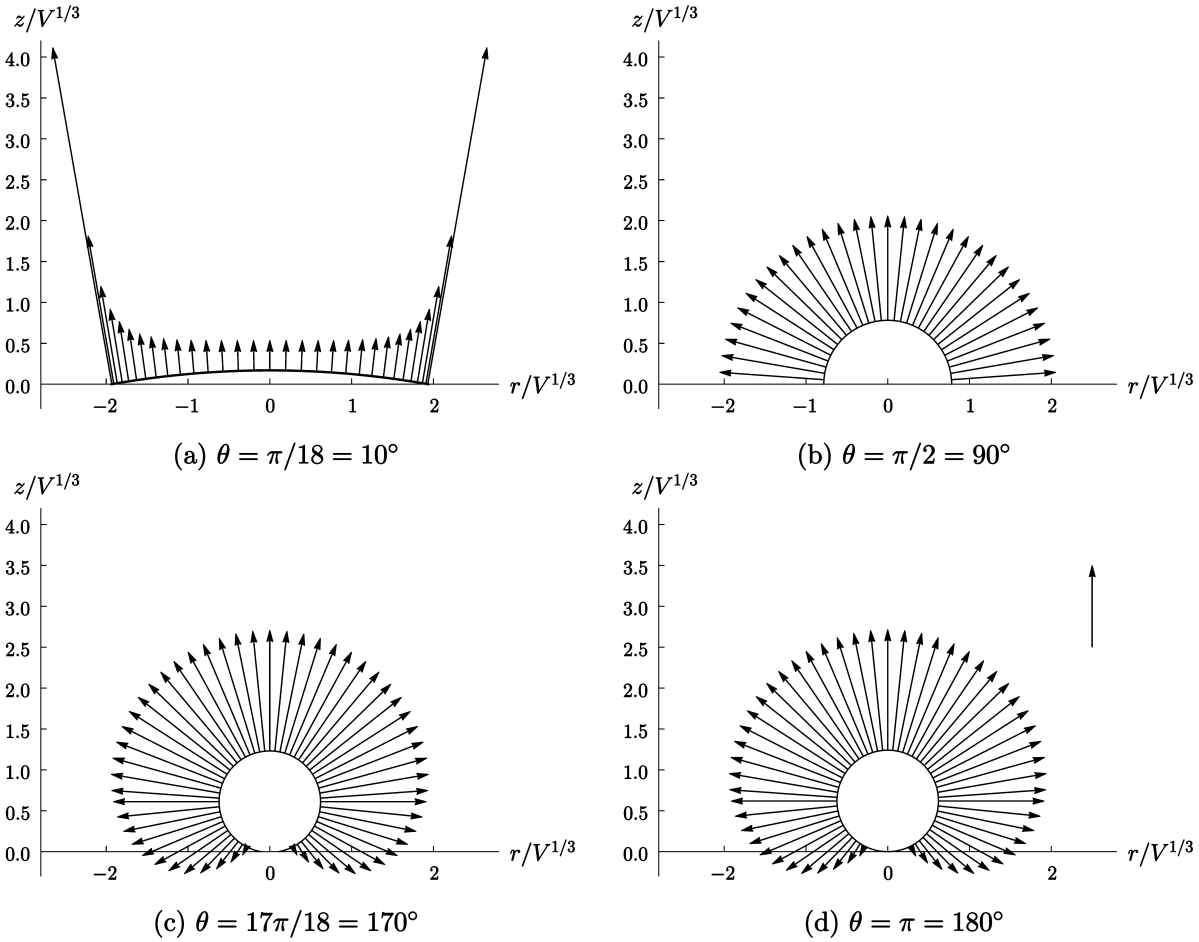


FIGURE 1.36 – Tracés à l'échelle de quatre gouttes chacune ayant le même volume V, mais des angles de contact différents : (a) $\theta = \pi/18 = 10°$, (b) $\theta = \pi/2 = 90°$, (c) $\theta = 17\pi/18 = 170°$, et (d) $\theta = \pi = 180°$. Les rayons de contact réduits, $R/V^{1/3}$, sont différents ainsi que le flux d'évaporation scalaire correspondant à partir de la surface libre, $JV^{1/3}/(D(c_{sat}\breve{}c_\infty))$. Issue de [83] en open source.

Ces modèles ont montré un très bon accord avec les données expérimentales [84], [85], [86], [87], [88], [89]. Cependant, la présence de gradients thermiques et de concentration à l'intérieur de la goutte peut induire des instabilités thermocapillaires (effets Marangoni) ainsi que des circulations internes. Ces variations du champ de température interne peuvent influencer de manière significative le processus d'évaporation, comme l'ont montré des études numériques [90], et doivent donc être pris en compte dans les modèles.

Une zone apparaît comme particulièrement cruciale dans l'évaporation d'une goutte sessile : la ligne triple, où l'épaisseur du liquide tend vers zéro et qui est caractérisée par l'angle de contact θ (Figure 1.37). La région située juste au-delà de la ligne triple, souvent qualifiée de « sèche », est en réalité recouverte d'un film liquide extrêmement fin, de l'ordre de quelques nanomètres pour un fluide mouillant. Dans la micro-région intermédiaire, le taux de transfert de chaleur est considérablement plus élevé que dans la macrorégion. Cela s'explique d'une part par l'épaisseur très faible du film liquide, qui réduit fortement la résistance thermique, et d'autre part par les effets encore modestes des forces de Van der Waals. Dans le cas de l'évaporation du ménisque dans une rainure de caloduc ouverte, Stephan et Busse [91] ont rapporté que jusqu'à 50 % de la chaleur totale peut être transférée dans cette micro-région au voisinage de la ligne triple.

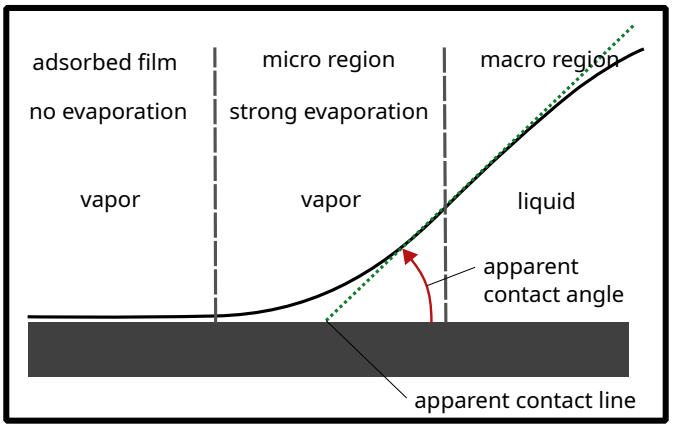


FIGURE 1.37 – Illustration de la micro-région au voisinage de la ligne triple d'une goutte sessile.

Plusieurs travaux se sont intéressés à la distribution locale du flux thermique, en particulier près de la ligne triple. Ces études reposent généralement sur des mesures de champs de température de surface, obtenues par différentes techniques, comme la peinture thermosensible ou l'imagerie infrarouge, combinées à des modèles inverses permettant de déduire la densité locale de flux de chaleur à la paroi.

L. Liu *et al.* ont étudié l'évaporation d'une goutte sessile à l'aide de peintures thermosensibles (TSP, Temperature Sensitive Paints) [92]. Ces peintures contiennent des molécules luminescentes incorporées dans un liant polymère. Lorsqu'elles sont excitées par une lumière d'une longueur d'onde spécifique (souvent un laser), elles réémettent une lumière légèrement décalée en longueur d'onde. L'intensité luminescente est directement liée à la température, ce qui permet de cartographier la distribution de température à la surface peinte [93]. Une précision de l'ordre de 1 °C a été rapportée [94]. La limite supérieure de température des TSP est d'environ 100 °C, au-delà de laquelle la plupart des polymères fondent. Une autre technique, basée sur des cristaux liquides thermochromiques (TLCs), exploite la variation de couleur réfléchie en fonction de la température [95].

Dans leur étude sur la goutte sessile, Liu *et al.* [92] ont montré que l'évaporation peut être divisée en trois étapes (Figure 1.38) : (1) chauffage initial : la température de la goutte augmente rapidement, entraînant une diminution rapide de la température interfaciale ; (2) évaporation par cellules de convection : après avoir atteint sa valeur maximale, la densité de flux diminue rapidement tandis que la température interfaciale augmente. Une fois l'équilibre local établi, le flux et la température interfaciale décroissent lentement. Les cellules de convection sont visibles par imagerie thermique. Le flux de

chaleur est également plus élevé à la ligne de contact qu'au centre de la goutte ; (3) évaporation en couche mince : les cellules de convection disparaissent, le flux de chaleur diminue progressivement, et la distribution de température capturée par TSP devient quasi uniforme.

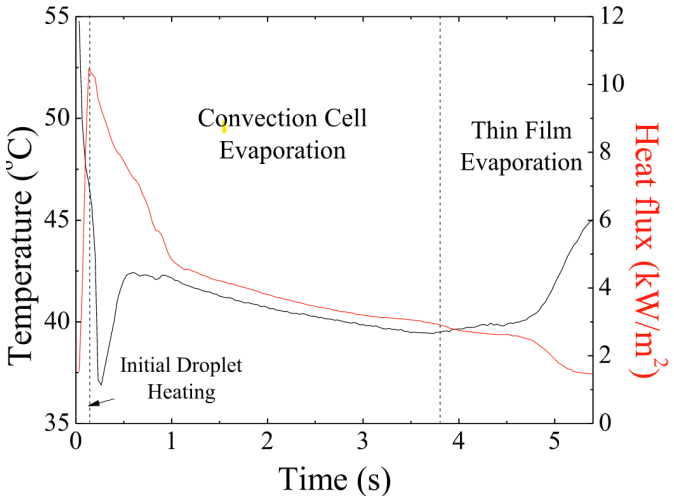


FIGURE 1.38 – Variations de la température moyenne et de la densité de flux de chaleur moyen à l'interface goutte-substrat en fonction du temps. Cas de l'évaporation d'une goutte d'eau mesurée par TSP. Issu de [92] avec autorisation.

Cependant, plusieurs limitations expérimentales doivent être prises en considération. Les peintures thermosensibles et les cristaux liquides thermochromiques présentent généralement une plage de fonctionnement restreinte à quelques dizaines de degrés Celsius, avec une réponse souvent non linéaire. Des calibrations préalables rigoureuses sont donc indispensables, car les propriétés optiques du revêtement peuvent varier selon les conditions d'éclairage et l'angle d'observation. Par ailleurs, leur sensibilité peut être affectée par l'humidité, l'oxydation ou un vieillissement prématuré, notamment dans des environnements à haute température.

Une multitude d'observations expérimentales convergent vers l'existence d'un maximum de flux thermique au voisinage de la ligne triple, confirmant le rôle prépondérant de cette zone dans les mécanismes de transfert [96], [97], [98], [99], [100], comme l'ont également montré L. Liu *et al.* [92].

Dans ce contexte, Gibbons *et al.* [99] ont estimé la densité de flux thermique d'une goutte s'évaporant sur des surfaces hydrophiles et hydrophobes grâce à une caméra infrarouge, et une illustration de leur reconstruction est présentée à la Figure 1.39. Il est bon de noter que l'utilisation de caméras infrarouges pour étudier les transferts de chaleur n'est pas nouvelle : dès les années 1960, elles étaient employées pour des mesures thermiques [101], et leur usage s'est intensifié au début des années 2000 pour l'étude de phénomènes thermiques et hydrodynamiques [102], [103]. En 2011, Chatzikyriakou et al. ont utilisé une caméra infrarouge pour estimer le flux de chaleur lors de l'impact d'une goutte sur une surface à haute température [104], et de nombreuses études ultérieures ont exploré différents régimes d'impact [100], [105], [106], [107], [108]. Malgré ces avancées, l'étude des impacts de gouttes sur surfaces chaudes par thermographie infrarouge reste complexe, en raison de la rapidité des phénomènes et de la difficulté d'obtenir des mesures quantitatives précises.

En comparant des gouttes de même volume sur des surfaces superhydrophobes et hy-

drophiles, Gibbons *et al.* [99] ont montré que la goutte sur surface hydrophile dissipait deux fois plus de puissance, en raison de la plus grande surface solide-liquide et de la longueur totale de la ligne de contact, malgré un pic de flux inférieur et un flux moyen. Bien que les comportements d'évaporation diffèrent — tant en termes de flux [W] que de densité de flux [W/m^2], la densité de flux moyenne à la ligne triple semble être fonction de la Contact Line Density (CLD) sur l'ensemble de l'évaporation. La CLD, ou longueur de ligne de contact par unité de surface mouillée, se définit pour une goutte symétrique comme CLD=$2/r$. Toutes les données expérimentales peuvent être corrélées par une seule relation, soulignant le rôle potentiel de la CLD dans la résistance thermique globale au transfert de chaleur. Cependant, la résolution spatiale limitée des caméras infrarouges et la complexité des modèles inverses induisent des incertitudes significatives, ce qui restreint la précision des données disponibles et complique l'analyse quantitative détaillée des mécanismes locaux de transfert thermique.

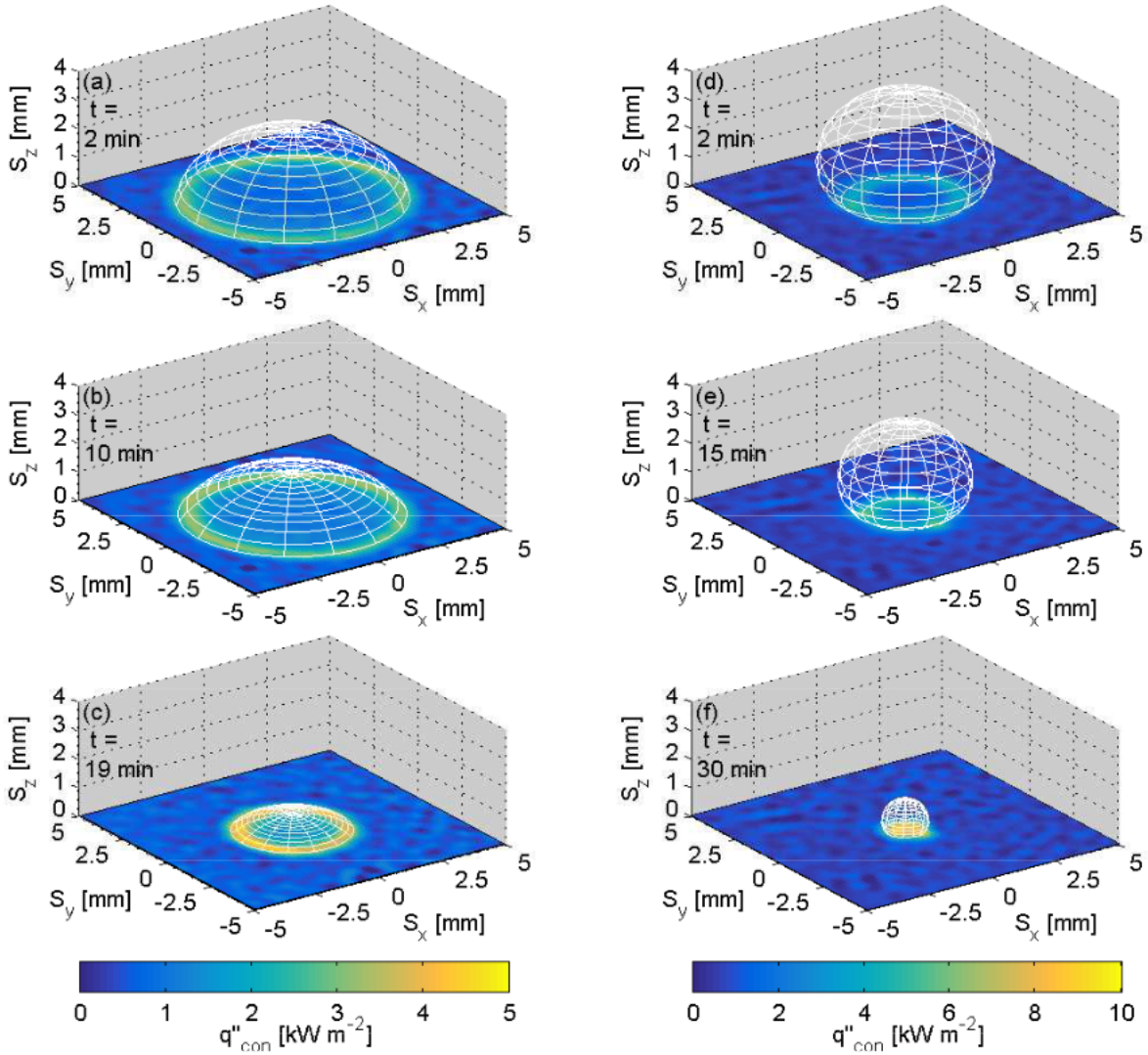


FIGURE 1.39 – Densité de flux thermique à la surface lors d'évaporation d'une goutte d'eau sur une surface hydrophile ou hydrophobe. Issu de [99] avec permission.

1.4.3 Ébullition nucléée

Lorsque la température de la paroi dépasse la température de saturation du liquide, un nouveau régime de transfert thermique peut apparaître : celui précédemment évoqué de l'ébullition nucléée. Celle-ci est initiée à partir de micro-aspérités présentes à la surface du substrat, qui jouent le rôle de sites de nucléation où des bulles de vapeur peuvent se former et se développer. La température d'amorçage de la nucléation dépend fortement des caractéristiques du substrat, notamment sa mouillabilité, sa diffusivité thermique et sa rugosité de surface. De plus, les bulles de gaz piégées dans la fine couche de liquide lors de l'impact peuvent également constituer des sites privilégiés de nucléation.

Lorsque leur diamètre devient suffisant, les bulles de vapeur se détachent de la paroi et remontent à travers le liquide, pouvant coalescer entre elles avant d'atteindre la surface libre de la goutte. À ce stade, leur éclatement génère souvent l'émission de gouttelettes secondaires. D'après Breitenbach *et al.* [109], pour des températures de paroi supérieures d'environ 15 K à T_{sat}, le changement de phase observé lors de l'impact de gouttes sur de l'aluminium est dominé par le mécanisme d'ébullition nucléée. Pour caractériser la température de la surface et les échanges thermiques associés, les auteurs ont eu recours à des thermocouples, déjà couramment utilisés dans l'étude des impacts de gouttes pour estimer les flux de chaleur transitoires [42], [63], [64], [68]. Un thermocouple est constitué de deux fils métalliques de nature différente reliés à une extrémité ; cette jonction génère une tension électrique fonction de la différence de température par effet Seebeck. Ce dispositif permet une mesure précise de la température locale, avec une résolution temporelle élevée, essentielle pour capter les dynamiques rapides associées à l'impact. Le thermocouple de type K (Chromel–Alumel) est le plus fréquemment employé pour ce type d'étude. Il offre une bonne stabilité dans la plupart des environnements, avec une plage de fonctionnement continu allant jusqu'à environ 1100 °C. Toutefois, au-delà de 800 °C, l'oxydation des conducteurs peut provoquer une dérive progressive du signal, conduisant à une perte de précision et à une sortie de la classe de tolérance nominale du capteur.

Breitenbach *et al.* [109] ont utilisé un thermocouple positionné sous la surface d'impact, leur permettant de mesurer la température à l'interface durant l'impact de gouttes sur des substrats portés à différentes températures. En dérivant la température par rapport au temps, ils ont pu déterminer la densité de flux thermique moyenne et ont montré que celle-ci augmente avec la température du substrat pendant le temps de contact, défini comme :

$$t_c = \pi \left(\frac{\rho_l \, \pi \, L^* \, d_0}{12 \, k_w \, e_w \, (T_0 - T_{sat})} \right)^2 \tag{1.14}$$

où k_w est un paramètre ajustable déterminé principalement par la structure de surface et la mouillabilité, e_w est l'effusivité thermique du substrat et $L^* = L + \Delta H$ est la somme de la chaleur latente d'évaporation L et de la différence d'enthalpie ΔH entre la goutte initiale et le liquide saturé. La densité de flux moyenne ainsi mesurée a été comparée à un modèle analytique proposé par les auteurs, basé sur le temps de contact :

$$q'' = \frac{24 \, k_w \, e_w^2 \, (T_0 - T_{sat})^2}{\rho_l \, \pi \, L^* \, d_0} \tag{1.15}$$

Dans une étude complémentaire, Zhang *et al.* [110] ont montré que le flux thermique maximal lors de l'ébullition est fortement dépendant du nombre de Weber, soulignant ainsi l'influence des conditions hydrodynamiques sur les mécanismes de transfert de chaleur.

Les thermocouples demeurent aujourd'hui largement utilisés en raison de leur robustesse, de leur simplicité de mise en œuvre et de leur bonne résolution temporelle [111].

Cependant, plusieurs limitations expérimentales doivent être considérées. La présence inévitable d'une interface entre la zone d'impact et le capteur introduit un filtrage thermique qui atténue et retarde la diffusion de la chaleur, dégradant ainsi la réponse dynamique de la mesure. De plus, la mesure est spatialement moyennée sur une région finie correspondant à la zone de contact du capteur, ce qui lisse les gradients thermiques locaux. Par ailleurs, le thermocouple fournit une mesure ponctuelle, alors que le flux thermique est intrinsèquement lié aux gradients spatiaux de température, en particulier dans le cas d'un impact localisé comme celui d'une goutte [112]. La présence physique du capteur peut également altérer la conductivité thermique locale ou la géométrie de la surface, introduisant un biais dans la distribution spatiale réelle de température. Enfin, en raison de son inertie thermique, le thermocouple peut ne pas suivre fidèlement les phénomènes transitoires rapides, conduisant à une sous-estimation ou à un déphasage des variations thermiques.

La nucléation a encore été peu étudiée par des approches quantitatives directes. Récemment, Yoshida *et al.* [113] ont mesuré, grâce à une caméra infrarouge à haute résolution, les fluctuations rapides de flux thermique associées aux processus de formation, croissance et effondrement des bulles pendant l'ébullition. Ils ont observé de fortes variations de flux, comprises entre $q''_d = 0,05 - 0,3$ MW/m^2 pour un écart de température $\Delta T_{sat} = 30$ °C. Suivant la même démarche expérimentale, Lee *et al.* [114] ont étudié les différentes régimes d'ébullition. Ils ont ainsi réussi à mettre en évidence l'existence des régions typiques d'une courbe d'ébullition déjà mentionnés : nucléation, transition et film. Le régime d'ébullition de transition pourrait être subdivisé en trois sous-régimes : bouillant, oscillantes et *fingering* pendant lesquels l'efficacité du transfert de chaleur (HTE pour *Heat Tranfert Effectiveness*) variait de manière non linéaire, présentant des minima et des maxima locaux. En effet, plusieurs catégories d'ébullition nucléée existent notamment car le nombre de site de nucléation susceptible de s'activer est très variable. C'est ce que nous allons aborder par la suite.

1.4.4 Ébullition de transition

À des températures de surface plus élevées, le temps d'apparition de la première nucléation, noté t_w, devient extrêmement court [34], jusqu'à devenir inférieur au temps correspondant à l'étalement maximal de la goutte. Par conséquent, la nucléation de vapeur se produit au cours de la phase dynamique d'étalement et de formation de la lamelle liquide. Les bulles de vapeur qui éclatent à l'interface liquide-gaz engendrent la formation de nombreuses gouttelettes secondaires, caractérisant le régime spray (voir Figure 1.28). La masse totale de liquide éjectée sous forme de ces gouttelettes augmente avec la température du substrat, entraînant ainsi une diminution de la masse résiduelle de la goutte principale et, par conséquent, une réduction de son temps de séjour sur la surface.



FIGURE 1.40 – Photographies d'une goutte en impact de type atomisation

Aux températures les plus basses du régime d'ébullition de transition, un certain volume de la goutte peut se séparer et former une goutte relativement sphérique, en lévitation au-dessus d'un film liquide resté en contact avec la paroi et en ébullition. La goutte secondaire reste reliée au film liquide demeurant sur le substrat par de petits ponts liquides. Le phénomène, évoquant une « goutte dansante », est couramment désigné sous le terme de *drop dancing*. Le liquide séparé peut périodiquement se réunir avec le film avant de se détacher à nouveau, produisant un comportement oscillant et répétitif observé par Roisman *et al.* [115]). Sur une surface en aluminium lisse, un temps d'attente $t_w < 100\mu s$ a été estimé pour que la goutte entre dans le régime de danse. Le drop dancing est considéré comme un régime d'ébullition transitoire encore mal compris. Une caractérisation détaillée de ce phénomène est proposée par Roisman *et al.* (2018) [115], Breitenbach *et al.* (2018b) [16] et Lee *et al.* [116].

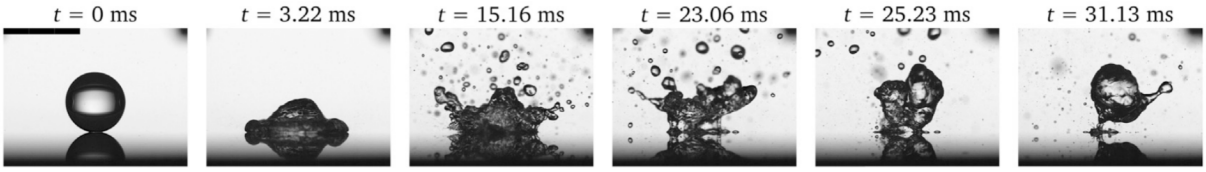


FIGURE 1.41 – Photographies d'une goutte en ébullition de type drop-dancing, issu de [117] avec accord.

Lee *et al.* [114] ont montré que, dans le régime d'ébullition de transition, le coefficient de transfert de chaleur (HTE) diminue initialement de façon marquée, principalement en raison de la réduction du temps de résidence de la goutte. Lors de l'ébullition oscillante (ou *drop dancing*), l'expansion de la zone de contact et l'augmentation du flux thermique entraînent une élévation du HTE. En revanche, durant la phase d'impact en « digitation » (*finger impact*), le HTE décroît à nouveau, conséquence d'une réduction significative de la surface de contact liquide.

Schmidt *et al.*[117] ont montré que le régime dit de *drop dancing* correspond à une situation intermédiaire où la fraction de surface encore en contact liquide–solide, notée $\varepsilon(t)$, décroît progressivement sous l'effet de la croissance et de la coalescence des bulles de vapeur à l'interface. En assimilant ces bulles à un ensemble de disques aléatoires en expansion sur une surface bidimensionnelle, il a appliqué la théorie de la percolation pour décrire la transition entre un état connecté et un état fragmenté de la phase liquide. Le seuil critique de percolation, correspondant à la disparition de la connectivité liquide, est

atteint pour une fraction de surface mouillée critique $\varepsilon_c \simeq 0{,}32$. L'évolution temporelle de cette fraction peut être exprimée sous la forme empirique :

$$\varepsilon(t) = 1 - \frac{1{,}43\, e_w\, \Delta T_{w,0}\, \mathrm{Re}^{2/5}\, t^{1/2}}{\rho_l\, d_0\, L^*}, \tag{1.16}$$

où $e_w = \sqrt{\lambda_w \rho_w c_{p,w}}$ est l'effusivité thermique du matériau, $\Delta T_{w,0}$ la surchauffe initiale de la paroi, L^* la chaleur latente corrigée par les effets de surchauffe et Re le nombre de Reynolds de l'impact. Le temps caractéristique t_ε correspondant à l'atteinte du seuil critique ε_c est alors obtenu par inversion de l'équation (1.16) :

$$t_\varepsilon = \frac{1}{k_\varepsilon} \left[\frac{(1-\varepsilon_c)\, \rho_l\, d_0\, L^*}{e_w\, \Delta T_{w,0}\, \mathrm{Re}^{2/5}} \right]^2, \tag{1.17}$$

où $k_\varepsilon \approx 1{,}3$ est un coefficient d'ajustement issu de la calibration expérimentale. Ce modèle permet de relier quantitativement la vitesse de formation du réseau de vapeur à la température de la paroi et à la dynamique d'impact de la goutte.

Schmidt *et al.* identifie le passage du *drop dancing* au **rebond humide** (*wet rebound*) comme la conséquence de l'égalisation entre le temps de percolation t_ε et le temps propre d'oscillation capillaire de la goutte $t_\sigma = \sqrt{\rho_l d_0^3/\sigma}$. Lorsque $t_\varepsilon \leq t_\sigma$, la percolation de vapeur se produit avant la relaxation de la goutte, menant à la formation d'un film de vapeur quasi-continu et à un rebond partiel sans adhérence durable. La température correspondante définit une « température de thermorépulsion » (*thermosuperrepellency temperature*), seuil supérieur du régime d'ébullition de transition.

Sur le plan du transfert de chaleur, l'analyse des cartes de flux locales révèle une décroissance rapide du flux moyen q'' dès que la connectivité liquide diminue. Le flux instantané à la paroi est alors gouverné par un mécanisme de conduction transitoire dans le substrat, décrit par :

$$q''(t) = \frac{e_l\, e_w\, (T_0 - T_g)}{[e_l + e_w I(\mathrm{Pr})]\sqrt{\pi (t - t_0)}}, \tag{1.18}$$

où e_l est l'effusivité du liquide et $I(\mathrm{Pr})$ une fonction de la diffusivité thermique de la phase liquide. Ce terme domine tant que la zone mouillée reste connectée ; au-delà, le flux se limite aux échanges par conduction à travers le film de vapeur, beaucoup plus faibles. Dans le régime de film d'ébullition établi, la chaleur transférée par une goutte rebondissante peut être estimée par la corrélation empirique :

$$Q_{fb} = 4{,}63\, d_0^{5/2}\, G_e\, \frac{(T_0 - T_{sat})}{\sqrt{v_0}\, (K_{fb} + 2G)} \tag{1.19}$$

où G_e et K_{fb} représentent respectivement des coefficients d'échange et de conduction à travers le film de vapeur. Ces expressions permettent de relier les mesures locales de flux aux conditions globales d'impact et de surchauffe. Ainsi, la modélisation proposée par Schmidt met en évidence que la réduction du flux de chaleur en régime d'ébullition de transition ne résulte pas uniquement de la présence d'un film de vapeur stable, mais aussi - et surtout - du caractère intermittent de la mouillabilité de la surface. Le comportement oscillant de la fraction liquide connectée contrôle la durée effective du contact thermique et explique la chute progressive du flux moyen observée expérimentalement avant le passage au régime de film d'ébullition pleinement développé. Enfin, lorsque la température de surface dépasse la température de thermorépulsion, la lamelle liquide est totalement isolée de la paroi par un coussin de vapeur stable : la goutte rebondit alors sans contact effectif avec la surface, caractérisant le régime de *film boiling* ou de Leidenfrost.

1.4.5 Ébullition en film et point de Leidenfrost

Le régime d'ébullition en film correspond à un état dans lequel la goutte n'est plus en contact direct avec la surface solide, mais repose sur un film de vapeur intercalé entre le liquide et la paroi. Ce phénomène se manifeste lorsque la température du substrat dépasse significativement la température d'ébullition du liquide, atteignant ainsi le régime dit de **Leidenfrost**. Dans ces conditions, la production de vapeur à l'interface est suffisamment intense pour former une couche stable qui agit comme un isolant thermique, réduisant fortement le transfert de chaleur entre la goutte et la surface.

De nombreuses études se sont intéressés à la transition vers le régime de Leidenfrost et les critères de changement de régime [68], [72]. Parmi les premières études, Bernardin *et al.* [68] se sont intéressés à l'impact d'un train de gouttes sur des surfaces très chaudes dont la température décroît sous l'effet des impacts et on peut observer le passage par tous les régimes lors de la phase de refroidissement. Ils ont notamment montré par des mesures utilisant des thermocouples insérés dans le substrat refroisi que les limites du flux de chaleur critique (CHF, Critical Heat Flux) et du point Leidenfrost (LFP, Leidenfrost Point) sont pratiquement indépendantes du nombre de Weber et de la fréquence des gouttes. Dernièrement, une étude utilisant la technique de réflexion interne totale (TIR) menée par Khavari *et al.* [72] a permis de clairement distinguer le point de Leidenfrost en observant la surface réellement mouillée par le liquide pendant toute la durée de l'impact. Ils ont de plus observé l'apparition de motifs de mouillage spécifiques (*fingering pattern*) à des températures légèrement inférieures à la température de Leidenfrost, traduisant le début de la transition vers le régime en film. Concernant le transfert de chaleur, l'épaisseur du film de vapeur entre la goutte et la surface augmente avec la température, tandis que le coefficient de transfert de chaleur diminue [118].

Dans leur étude introduisant pour la première fois, un bilan énergétique fermé, Chaze *et al.* [119] ont également observé le motif dénommé de fingering pattern traduisant le passage au régime de Leidenfrost. Dans leur étude, le comportement de gouttes d'eau impactant sur des surfaces très chaudes a été caractérisé en combinant la thermographie infrarouge pour l'estimation du flux de chaleur extrait à la paroi avec une imagerie par fluourescence induite par laser deux couleurs (2c LIF, Two-Color Laser-Induced Fluorescence) pour évaluer l'échauffement dans la goutte au cours de l'impact. La 2c LIF est une technique optique permettant de mesurer localement la température dans un fluide. Elle repose sur l'excitation simultanée de deux colorants fluorescents présentant des réponses spectrales distinctes à la température. Le rapport des intensités de fluorescence des deux colorants présente l'avantage d'avoir une dépendance très faibles aux variations locales d'épaisseur optique, de l'irradiance laser et des effets d'absorption. Une calibration préalable de ce rapport permet d'obtenir une mesure quantitative et résolue spatialement du champ thermique à l'intérieur de la goutte. Grâce à cette approche experimentale de techniques couplées, Chaze *et al.* ont pu analyser avec une grande précision la transition vers le régime de Leidenfrost mais aussi caractériser la dynamique d'évolution de l'épaisseur du film de vapeur, ainsi que les mécanismes de transfert de chaleur associés [106], [119], [120]. Cependant, la mise en oeuvre d'une technique 2c LIF par imagerie nécessite un dispositif optique complexe, comprenant des lasers puissants à haute cadence. L'absorption, la diffusion et les réflexions multiples, particulièrement importantes dans le cas de gouttes déformées comme leur d'un impact sur les parois, peuvent perturber le signal fluorescent et introduire des biais importants de mesure. De plus, cette technique reste difficilement applicable aux situations d'ébullition intense impliquant de nombreuses micro-gouttelettes projetées et reste difficilement transposable aux régimes d'ébullition.

1.5 But de la thèse

Les régimes observables lors de l'impact d'une goutte sur une surface solide sont aujourd'hui bien documentés grâce à l'imagerie rapide, notamment par ombroscopie. Cependant, les études qualitatives et quantitatives portant sur la mesure locale de la température et du flux de chaleur au sein de ces régimes demeurent encore limitées. En particulier, la prédiction de l'efficacité du refroidissement dans le cas d'un impact de goutte unique reste difficile. L'objectif de ce travail de thèse est donc d'approfondir la compréhension des mécanismes de transfert de chaleur associés à l'impact d'une goutte individuelle, afin de rendre les approches de modélisation du refroidissement par spray plus réalistes et prédictives. En effet, les modèles actuellement disponibles, souvent fondés sur des approches théoriques simplifiées ou sur des données expérimentales partielles, présentent encore des limites importantes en termes de précision et d'universalité. L'évaluation du flux de chaleur local lors de l'impact de gouttes sur une paroi chaude apparaît ainsi comme un élément clé pour comprendre et quantifier l'efficacité du refroidissement.

Pour atteindre cet objectif, une étude expérimentale détaillée de l'impact d'une goutte d'eau unique sur des parois chauffées a été menée. Les différents régimes, depuis la dépositon avec évaporation jusqu'à l'ébullition en film, ont été caractérisés au moyen d'une caméra infrarouge rapide. Cette approche permet d'obtenir des mesures quantitatives résolues spatialement et temporellement de la température et du flux thermique, constituant ainsi une base de données expérimentale de référence pour la validation et l'amélioration des modèles de transfert de chaleur en incluant les propriéts de la paroi en terme de mouillabilité. La structure du manuscrit s'articule en plusieurs chapitres thématiques, présentés ci-dessous.

Le **Chapitre 2** est consacré à la description du dispositif expérimental. Il présente le système de génération de gouttes, les différents substrats utilisés ainsi que la caractérisation métrologique de la caméra infrarouge. Chaque élément du montage a été étudié avec soin afin de garantir des mesures quantitatives de la meilleure qualité possible et de limiter les biais expérimentaux potentiels (dérive de la caméra infrarouge, dispersion excessive de la masse des gouttes générées, incertitude sur le calcul du nombre de Weber, etc.).

Pour déterminer le flux de chaleur à partir des enregistrements thermiques, une approche analytique est développée au **Chapitre 3** afin de résoudre le problème inverse de conduction dans le saphir. Cette méthode a pour but d'estimer le flux thermique instantané à partir des champs de température mesurés.

Le saphir étant semi-transparent dans la gamme infrarouge considérée, l'émission et l'absorption radiative au sein du substrat doivent être évalués au seins du substrat. Ce couplage nécessite une étude approfondie des propriétés radiatives du matériau, incluant leur dépendance à la longueur d'onde et à la température. Un modèle conducto-radiatif, est présenté au **Chapitre 4** afin de corriger l'émission propre du saphir et d'accéder à une mesure fidèle de la température en face avant.

Le chapitre suivant (**Chapitre 5**) rappelle les conditions expérimentales des essais, notamment la mouillabilité des surfaces, la gamme de nombres de Weber explorée et l'intervalle de températures étudié. Les différents comportements observés sont recensés et classés, permettant d'établir des cartes de régimes qui offrent une représentation synthétique et intuitive des transitions entre régimes selon les paramètres expérimentaux. La durée de vie des gouttes ainsi que le temps d'apparition de la première nucléation y sont également analysés en détail.

La phase d'impact proprement dite est ensuite distinguée de la phase post-impact, car ces deux périodes sont régies par des phénoménologies très différentes. L'impact, dominé par la dynamique du fluide, fait l'objet du **Chapitre 6**. Plusieurs indicateurs quantitatifs y sont développés pour caractériser l'influence des paramètres d'impact sur la morphologie et la cinématique de la goutte.

Enfin, la phase post-impact, correspondant à la durée de vie de la goutte après son étalement, est étudiée dans le **Chapitre 7**. Dans un premier temps, la phase d'évaporation pure est examinée, en mettant particulièrement l'accent sur la dynamique de la ligne triple. Dans un second temps, les différents régimes d'ébullition sont analysés en détail afin d'identifier les transitions successives qui les relient. Une attention particulière est portée à la contribution respective de chaque régime au refroidissement global de la surface, dans le but d'évaluer leur impact sur l'efficacité thermique du système et d'éclairer les limites des modèles existants.

Bibliographie

[1] *Growth in Data Center Electricity use 2005 to 2010.pdf*, 2024.

[2] A. S. G. Andrae, « New perspectives on internet electricity use in 2030, » en, 2020.

[3] X. Zhang, T. Lindberg, N. Xiong, V. Vyatkin et A. Mousavi, « Cooling Energy Consumption Investigation of Data Center IT Room with Vertical Placed Server, » *Energy Procedia*, 8th International Conference on Applied Energy, ICAE2016, 8-11 October 2016, Beijing, China, t. 105, p. 2047-2052, 2017, ISSN : 1876-6102. DOI : 10.1016/j.egypro.2017.03.581

[4] S. M. Sohel Murshed et C. A. Nieto de Castro, « A critical review of traditional and emerging techniques and fluids for electronics cooling, » *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, t. 78, p. 821-833, 2017, ISSN : 1364-0321. DOI : 10.1016/j.rser.2017.04.112

[5] K. Sienski, R. Eden et D. Schaefer, « 3-D electronic interconnect packaging, » en, in *1996 IEEE Aerospace Applications Conference. Proceedings*, t. 1, Aspen, CO, USA : IEEE, 1996, p. 363-373, ISBN : 978-0-7803-3196-9. DOI : 10.1109/AERO.1996.495896

[6] J. C. Freche et W. J. Stelpflug, *Investigation of Water-spray Cooling of Turbine Blades in a Turbojet Engine*, NTRS Author Affiliations : NTRS Report/Patent Number : NACA-RM-E53A23 NTRS Document ID : 19930087495 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS), 1953.

[7] C. M. Kay, « Thermal Spray Applications in the Steel Industry, » en,

[8] H. M. Al-Ahmadi et S. C. Yao, « SPRAY COOLING OF HIGH TEMPERATURE METALS USING HIGH MASS FLUX INDUSTRIAL NOZZLES, » en, *Experimental Heat Transfer*, t. 21, n° 1, p. 38-54, 2008, Number : 1, ISSN : 0891-6152, 1521-0480. DOI : 10.1080/08916150701647827

[9] S. Matthews et B. James, « Review of Thermal Spray Coating Applications in the Steel Industry : Part 1—Hardware in Steel Making to the Continuous Annealing Process, » en, *Journal of Thermal Spray Technology*, t. 19, n° 6, p. 1267-1276, 2010, Number : 6, ISSN : 1059-9630, 1544-1016. DOI : 10.1007/s11666-010-9518-8

[10] S. Nižetić, D. Čoko, A. Yadav et F. Grubišić-Čabo, « Water spray cooling technique applied on a photovoltaic panel : The performance response, » *Energy Conversion and Management*, t. 108, p. 287-296, 2016, ISSN : 0196-8904. DOI : 10.1016/j.enconman.2015.10.079

[11] K. A. Estes et I. Mudawar, « Correlation of sauter mean diameter and critical heat flux for spray cooling of small surfaces, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 38, n° 16, p. 2985-2996, 1995, Number : 16, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(95)00046-C

[12] W.-L. Cheng, W.-W. Zhang, H. Chen et L. Hu, « Spray cooling and flash evaporation cooling : The current development and application, » en, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, t. 55, p. 614-628, 2016, ISSN : 13640321. DOI : 10.1016/j.rser.2015.11.014

[13] S. C. Yao et K. J. Choit, « Heat transfer experiments of mono-dispersed vertically impacting sprays, » *International Journal of Multiphase Flow*, t. 13, n° 5, p. 639-648, 1987, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/0301-9322(87)90041-3

[14] N. Zhou, F. Chen, Y. Cao, M. Chen et Y. Wang, « Experimental investigation on the performance of a water spray cooling system, » *Applied Thermal Engineering*, t. 112, p. 1117-1128, 2017, ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2016.10.191

[15] J. Kim, « Spray cooling heat transfer : The state of the art, » en, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, t. 28, n° 4, p. 753-767, 2007, Number : 4, ISSN : 0142727X. DOI : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.09.003

[16] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « From drop impact physics to spray cooling models : a critical review, » en, *Experiments in Fluids*, t. 59, n° 3, p. 55, 2018, Number : 3, ISSN : 0723-4864, 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-018-2514-3

[17] A. Marmur, « Wetting on Hydrophobic Rough Surfaces : To Be Heterogeneous or Not To Be ? » *Langmuir*, t. 19, n° 20, p. 8343-8348, 2003, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/la0344682

[18] A.-M. Kietzig, S. G. Hatzikiriakos et P. Englezos, « Patterned Superhydrophobic Metallic Surfaces, » *Langmuir*, t. 25, n° 8, p. 4821-4827, 2009, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/la8037582

[19] D. Kim, J. G. Kim et C. N. Chu, « Aging effect on the wettability of stainless steel, » *Materials Letters*, t. 170, p. 18-20, 2016, ISSN : 0167-577X. DOI : 10.1016/j.matlet.2016.01.107

[20] C. Kruse et al., « Extraordinary Shifts of the Leidenfrost Temperature from Multiscale Micro/Nanostructured Surfaces, » *Langmuir*, t. 29, n° 31, p. 9798-9806, 2013, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/la401936w

[21] J. Wang, M. Wu et X. Hou, « Study on the influencing factors of spontaneous wettability transition behaviour on metallic-based surfaces, » *Vacuum*, t. 200, p. 111 048, 2022, ISSN : 0042-207X. DOI : 10.1016/j.vacuum.2022.111048

[22] D. Orejon et al., « Ambient-mediated wetting on smooth surfaces, » en, *Advances in Colloid and Interface Science*, t. 324, p. 103 075, 2024, ISSN : 00018686. DOI : 10.1016/j.cis.2023.103075

[23] D. J. Preston, N. Miljkovic, J. Sack, R. Enright, J. Queeney et E. N. Wang, « Effect of hydrocarbon adsorption on the wettability of rare earth oxide ceramics, » *Applied Physics Letters*, t. 105, n° 1, p. 011 601, 2014, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4886410

[24] B. R. Strohmeier, « The effects of O2 plasma treatments on the surface composition and wettability of cold-rolled aluminum foil, » *Journal of Vacuum Science & Technology A*, t. 7, n° 6, p. 3238-3245, 1989, ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.576342

[25] M. C. Kim, S. H. Yang, J. .-. Boo et J. G. Han, « Surface treatment of metals using an atmospheric pressure plasma jet and their surface characteristics, » *Surface and Coatings Technology*, Proceedings of the Eight International Conference on Plasma Surface Engineering, t. 174-175, p. 839-844, 2003, ISSN : 0257-8972. DOI : 10.1016/S0257-8972(03)00560-7

[26] S. Takeda, M. Fukawa, Y. Hayashi et K. Matsumoto, « Surface OH group governing adsorption properties of metal oxide films, » *Thin Solid Films*, t. 339, n° 1, p. 220-224, 1999, ISSN : 0040-6090. DOI : 10.1016/S0040-6090(98)01152-3

[27] R. Lundy et al., « Exploring the Role of Adsorption and Surface State on the Hydrophobicity of Rare Earth Oxides, » *ACS Applied Materials & Interfaces*, t. 9, n° 15, p. 13 751-13 760, 2017, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 1944-8244. DOI : 10.1021/acsami.7b01515

[28] J. Oh et al., « The apparent surface free energy of rare earth oxides is governed by hydrocarbon adsorption, » *iScience*, t. 25, n° 1, p. 103 691, 2022, ISSN : 2589-0042. DOI : 10.1016/j.isci.2021.103691

[29] X. Yu, C. A. Dorao et M. Fernandino, « Droplet evaporation during dropwise condensation due to deposited volatile organic compounds, » eng, *11*, 2021, Accepted : 2021-09-20T13 :32 :12Z Publisher : American Institute of Physics, ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/5.0056005

[30] S. K. Wilson et H.-M. D'Ambrosio, « Evaporation of Sessile Droplets, » fr, *Annual Review of Fluid Mechanics*, t. 55, n° Volume 55, 2023, p. 481-509, 2023, Publisher : Annual Reviews, ISSN : 0066-4189, 1545-4479. DOI : 10.1146/annurev-fluid-031822-013213

[31] M. A. Masri, « Ebullition nucléée sur des surfaces ultra-polies : Influence de la topographie et du revêtement sur le phénomène de nucléation, » fr, thèse de doct., Université de Lyon, 2017.

[32] J. Frenkel, « A General Theory of Heterophase Fluctuations and Pretransition Phenomena, » *The Journal of Chemical Physics*, t. 7, n° 7, p. 538-547, 1939, ISSN : 0021-9606. DOI : 10.1063/1.1750484

[33] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett et Y. I. Cho, éd., *Handbook of heat transfer* (McGraw-Hill handbooks), en, 3rd ed. Chicago, Ill : McGraw-Hill Education LLC, 1998, ISBN : 978-0-07-053555-8.

[34] V. P. Carey, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena : An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Third Edition*, 3e éd. Boca Raton : CRC Press, 2020, ISBN : 978-0-429-08222-1. DOI : 10.1201/9780429082221

[35] G. Liger-Belair et P. Jeandet, « Effervescence in a glass of champagne : A bubble story, » en, *Europhysics News*, t. 33, n° 1, p. 10-14, 2002, ISSN : 0531-7479, 1432-1092. DOI : 10.1051/epn:2002103

[36] Y. Y. Hsu, « On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface, » *Journal of Heat Transfer*, t. 84, n° 3, p. 207-213, 1962, ISSN : 0022-1481. DOI : 10.1115/1.3684339

[37] *Computational fluid dynamics and population balance modelling of nucleate boiling of cryogenic liquids : Theoretical developments - Guan Heng Yeoh, Xiaobin Zhang, 2016.*

[38] A. L. Yarin, « DROP IMPACT DYNAMICS : Splashing, Spreading, Receding, Bouncing. . ., » fr, *Annual Review of Fluid Mechanics*, t. 38, n° Volume 38, 2006, p. 159-192, 2006, Publisher : Annual Reviews, ISSN : 0066-4189, 1545-4479. DOI : 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092144

[39] R. Rioboo, C. Tropea et M. Marengo, « OUTCOMES FROM A DROP IMPACT ON SOLID SURFACES, » English, *Atomization and Sprays*, t. 11, n° 2, 2001, Publisher : Begel House Inc., ISSN : 1044-5110, 1936-2684. DOI : 10.1615/AtomizSpr.v11.i2.40

[40] V. A. Martinez et A. Ortega, « Implementation of a high-frequency phosphor thermometry technique to study the heat transfer of a single droplet impingement, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 161, p. 111 338, 2025, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2024.111338

[41] R. Rioboo, M. Marengo et C. Tropea, « Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces, » en, *Experiments in Fluids*, t. 33, n° 1, p. 112-124, 2002, Number : 1, ISSN : 0723-4864, 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-002-0431-x

[42] « On the collision of a droplet with a solid surface, » EN, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 1991, Publisher : The Royal SocietyLondon. DOI : 10.1098/rspa.1991.0002

[43] V. Mehdi-Nejad, J. Mostaghimi et S. Chandra, « Air bubble entrapment under an impacting droplet, » *Physics of Fluids*, t. 15, n° 1, p. 173-183, 2003, ISSN : 1070-6631. DOI : 10.1063/1.1527044

[44] I. V. Roisman, R. Rioboo et C. Tropea, « Normal impact of a liquid drop on a dry surface : model for spreading and receding, » *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 458, n° 2022, p. 1411-1430, 2002, Publisher : Royal Society. DOI : 10.1098/rspa.2001.0923

[45] L. Yang, Z. Li, T. Yang, Y. Chi, P. Zhang et H. Kong, « On Liquid Viscosity Effects on Droplet Splash and Receding Breakup on a Smooth Solid Surface at Atmospheric Pressure, » en,

[46] C. Mundo, M. Sommerfeld et C. Tropea, « Droplet-wall collisions : Experimental studies of the deformation and breakup process, » *International Journal of Multiphase Flow*, t. 21, n° 2, p. 151-173, 1995, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/0301-9322(94)00069-V

[47] J. Palacios, J. Hernández, P. Gómez, C. Zanzi et J. López, « Experimental study of splashing patterns and the splashing/deposition threshold in drop impacts onto dry smooth solid surfaces, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 44, p. 571-582, 2013, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2012.08.020

[48] G. Riboux et J. M. Gordillo, « Experiments of Drops Impacting a Smooth Solid Surface : A Model of the Critical Impact Speed for Drop Splashing, » en, *Physical Review Letters*, t. 113, n° 2, p. 024 507, 2014, ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.113.024507

[49] A. U. Siddique, M. Trimble, F. Zhao, M. M. Weislogel et H. Tan, « Jet ejection following drop impact on micropillared hydrophilic substrates, » *Physical Review Fluids*, t. 5, n° 6, p. 063 606, 2020, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.5.063606

[50] A. M. Gañán-Calvo, « Revision of Bubble Bursting : Universal Scaling Laws of Top Jet Drop Size and Speed, » *Physical Review Letters*, t. 119, n° 20, p. 204 502, 2017, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.204502

[51] G. H. Krishnan, K. Fletcher et E. Loth, « Influence of Drop Viscosity and Surface Wettability on Impact Outcomes, » en, *Coatings*, t. 13, n° 5, p. 817, 2023, Number : 5 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, ISSN : 2079-6412. DOI : 10.3390/coatings13050817

[52] I. Malavasi, F. Veronesi, A. Caldarelli, M. Zani, M. Raimondo et M. Marengo, « Is a Knowledge of Surface Topology and Contact Angles Enough to Define the Drop Impact Outcome ? » *Langmuir*, t. 32, n° 25, p. 6255-6262, 2016, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/acs.langmuir.6b01117

[53] T. Vasileiou, T. M. Schutzius et D. Poulikakos, « Imparting Icephobicity with Substrate Flexibility, » *Langmuir*, t. 33, n° 27, p. 6708-6718, 2017, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/acs.langmuir.7b01412

[54] C. Antonini, F. Villa, I. Bernagozzi, A. Amirfazli et M. Marengo, « Drop rebound after impact : the role of the receding contact angle, » eng, *Langmuir : the ACS journal of surfaces and colloids*, t. 29, n° 52, p. 16 045-16 050, 2013, ISSN : 1520-5827. DOI : 10.1021/la4012372

[55] A. Raiyan, T. S. Mclaughlin, R. K. Annavarapu et H. Sojoudi, « Effect of superamphiphobic macrotextures on dynamics of viscous liquid droplets, » en, *Scientific Reports*, t. 8, n° 1, p. 15 344, 2018, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-018-33656-9

[56] C. Josserand et S. Thoroddsen, « Drop Impact on a Solid Surface, » en, *Annual Review of Fluid Mechanics*, t. 48, n° 1, p. 365-391, 2016, Number : 1, ISSN : 0066-4189, 1545-4479. DOI : 10.1146/annurev-fluid-122414-034401

[57] Y. T. Aksoy, P. Eneren, E. Koos et M. R. Vetrano, « Spreading of a droplet impacting on a smooth flat surface : How liquid viscosity influences the maximum spreading time and spreading ratio, » *Physics of Fluids*, t. 34, n° 4, p. 042 106, 2022, ISSN : 1070-6631. DOI : 10.1063/5.0086050

[58] N. Laan, K. G. de Bruin, D. Bartolo, C. Josserand et D. Bonn, « Maximum Diameter of Impacting Liquid Droplets, » *Physical Review Applied*, t. 2, n° 4, p. 044 018, 2014, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.2.044018

[59] M. Pasandideh-Fard, Y. M. Qiao, S. Chandra et J. Mostaghimi, « Capillary effects during droplet impact on a solid surface, » *Physics of Fluids*, t. 8, n° 3, p. 650-659, 1996, ISSN : 1070-6631. DOI : 10.1063/1.868850

[60] *XXVIII. On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate*, en. DOI : 10.1098/rspl.1876.0048

[61] A. M. Worthington et R. S. Cole, « V. Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography, » *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, t. 189, p. 137-148, 1997, Publisher : Royal Society. DOI : 10.1098/rsta.1897.0005

[62] L. Wachters et N. Westerling, « The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state, » en, *Chemical Engineering Science*, t. 21, n° 11, p. 1047-1056, 1966, Number : 11, ISSN : 00092509. DOI : 10.1016/0009-2509(66)85100-X

[63] F. K. McGinnis et J. P. Holman, « Individual droplet heat-transfer rates for splattering on hot surfaces, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 12, n° 1, p. 95-108, 1969, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(69)90081-7

[64] J. P. Holman, P. E. Jenkins et F. G. Sullivan, « Experiments on individual droplet heat transfer rates, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 15, n° 8, p. 1489-1495, 1972, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(72)90006-3

[65] C. O. Pedersen, « An experimental study of the dynamic behavior and heat transfer characteristics of water droplets impinging upon a heated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 13, n° 2, p. 369-381, 1970, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(70)90113-4

[66] V. Labeish, « Thermohydrodynamic study of a drop impact against a heated surface, » en, *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 8, n° 3, p. 181-194, 1994, Number : 3, ISSN : 08941777. DOI : 10.1016/0894-1777(94)90047-7

[67] S.-C. Yao et K. Y. Cai, « The dynamics and leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 1, n° 4, p. 363-371, 1988, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/0894-1777(88)90016-7

[68] J. D. Bernardin, C. J. Stebbins et I. Mudawar, « Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 40, n° 2, p. 247-267, 1997, Number : 2, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(96)00119-6

[69] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « Phenomena of Drop Impact on Hot Surfaces : Pure Newtonian Liquids, » 2015.

[70] M. Chen, D. Chen, Y. Liu, H. Liu et H. Liu, « Experimental study on the secondary droplet formation mechanism when droplet impacting on superheated surface, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 185, p. 122 412, 2022, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122412

[71] S.-H. Lee et al., « Drop impact on hot plates : contact times, lift-off and the lamella rupture, » en, *Soft Matter*, t. 16, n° 34, p. 7935-7949, 2020, Publisher : Royal Society of Chemistry (RSC), ISSN : 1744-683X, 1744-6848. DOI : 10.1039/d0sm00459f

[72] M. Khavari, C. Sun, D. Lohse et T. Tran, « Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces, » en, *Soft Matter*, t. 11, n° 17, p. 3298-3303, 2015, Publisher : The Royal Society of Chemistry, ISSN : 1744-6848. DOI : 10.1039/C4SM02878C

[73] B. S. Gottfried, C. J. Lee et K. J. Bell, « The leidenfrost phenomenon : film boiling of liquid droplets on a flat plate, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 9, n° 11, p. 1167-1188, 1966, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(66)90112-8

[74] C. E. Clavijo, J. Crockett et D. Maynes, « Hydrodynamics of droplet impingement on hot surfaces of varying wettability, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 108, p. 1714-1726, 2017, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.076

[75] Q. Ma, X. Wu et T. Li, « Droplet impact on superheated surfaces with different wettabilities, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 141, p. 1181-1186, 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.027

[76] R. G. Picknett et R. Bexon, « The evaporation of sessile or pendant drops in still air, » *Journal of Colloid and Interface Science*, t. 61, n° 2, p. 336-350, 1977, ISSN : 0021-9797. DOI : 10.1016/0021-9797(77)90396-4

[77] W. Xu, R. Leeladhar, Y. T. Kang et C.-H. Choi, « Evaporation Kinetics of Sessile Water Droplets on Micropillared Superhydrophobic Surfaces, » *Langmuir*, t. 29, n° 20, p. 6032-6041, 2013, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/la400452e

[78] M. E. R. Shanahan, « Simple Theory of "Stick-Slip" Wetting Hysteresis, » *Langmuir*, t. 11, n° 3, p. 1041-1043, 1995, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/la00003a057

[79] M. Alpbaz, « THE ORIGIN OF THE EQUATION FOR THE İNTERFACİAL COEFFICIENT OF HEAT TRANSFER, » en, *Communications Faculty of Sciences University of Ankara Series B Chemistry and Chemical Engineering*, t. 34, n° 01.02, p. 114-128, 1899, Number : 01.02 Publisher : Ankara University, ISSN : 1303-6017, 2687-4806. DOI : 10.1501/Commub_0000000493

[80] R. Marek et J. Straub, « Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 44, n° 1, p. 39-53, 2001, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/S0017-9310(00)00086-7

[81] Y. O. Popov, « Evaporative deposition patterns : Spatial dimensions of the deposit, » *Physical Review E*, t. 71, n° 3, p. 036 313, 2005, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevE.71.036313

[82] N. N. Lebedev, *Special Functions and Their Applications*, Anglais. New York, NY : Dover Publications Inc., 1972, ISBN : 978-0-486-60624-8.

[83] J. M. Stauber, S. K. Wilson, B. R. Duffy et K. Sefiane, « Evaporation of Droplets on Strongly Hydrophobic Substrates, » *Langmuir*, t. 31, n° 12, p. 3653-3660, 2015, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/acs.langmuir.5b00286

[84] T. A. H. Nguyen, A. V. Nguyen, M. A. Hampton, Z. P. Xu, L. Huang et V. Rudolph, « Theoretical and experimental analysis of droplet evaporation on solid surfaces, » *Chemical Engineering Science*, t. 69, n° 1, p. 522-529, 2012, ISSN : 0009-2509. DOI : 10.1016/j.ces.2011.11.009

[85] H. Hu et R. G. Larson, « Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate, » *The Journal of Physical Chemistry B*, t. 106, n° 6, p. 1334-1344, 2002, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 1520-6106. DOI : 10.1021/jp0118322

[86] T. W. G. van der Heijden, A. A. Darhuber et P. van der Schoot, « Macroscopic Model for Sessile Droplet Evaporation on a Flat Surface, » *Langmuir*, t. 34, n° 41, p. 12 471-12 481, 2018, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 0743-7463. DOI : 10.1021/acs.langmuir.8b02374

[87] B. Sobac et D. Brutin, « Thermal effects of the substrate on water droplet evaporation, » en, *Physical Review E*, t. 86, n° 2, p. 021 602, 2012, ISSN : 1539-3755, 1550-2376. DOI : 10.1103/PhysRevE.86.021602

[88] R. Mollaret, K. Sefiane, J. R. E. Christy et D. Veyret, « Experimental and Numerical Investigation of the Evaporation into Air of a Drop on a Heated Surface, » *Chemical Engineering Research and Design*, 8th UK National Heat Transfer Conference, t. 82, n° 4, p. 471-480, 2004, ISSN : 0263-8762. DOI : 10.1205/026387604323050182

[89] G. J. Dunn, S. K. Wilson, B. R. Duffy, S. David et K. Sefiane, « A Mathematical Model of the Evaporation of a Thin Sessile Liquid Droplet : Comparison Between Experiment and Theory, » en,

[90] O. E. Ruiz et W. Z. Black, « Evaporation of Water Droplets Placed on a Heated Horizontal Surface, » *Journal of Heat Transfer*, t. 124, n° 5, p. 854-863, 2002, ISSN : 0022-1481. DOI : 10.1115/1.1494092

[91] P. C. Stephan et C. A. Busse, « Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 35, n° 2, p. 383-391, 1992, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(92)90276-X

[92] L. Liu, K. Zhang, H. Liu, S. Zhang et M. Mi, « Experimental study on the interfacial heat transfer of sessile droplet evaporation using temperature-sensitive paint, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 128, p. 110 436, 2021, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2021.110436

[93] Q. Liu, J. S. Kapat, C. J. Douglass et J. Qiu, « Applicability of Temperature Sensitive Paints for Measurement of Surface Temperature Distribution, » en, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 2009, p. 403-414. DOI : 10.1115/GT2003-38591

[94] V. Romano, A. D. Zweig, M. Frenz et H. P. Weber, « Time-resolved thermal microscopy with fluorescent films, » en, *Applied Physics B*, t. 49, n° 6, p. 527-533, 1989, ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/BF00324952

[95] C. Sodtke, V. S. Ajaev et P. Stephan, « Evaporation of thin liquid droplets on heated surfaces, » en, *Heat and Mass Transfer*, t. 43, n° 7, p. 649-657, 2007, ISSN : 1432-1181. DOI : 10.1007/s00231-006-0126-6

[96] I. Marchuk, A. Karchevsky, A. Surtaev et O. Kabov, « Heat Flux at the Surface of Metal Foil Heater under Evaporating Sessile Droplets, » en, *International Journal of Aerospace Engineering*, t. 2015, n° 1, p. 391 036, 2015, _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1155/2015/391036, ISSN : 1687-5974. DOI : 10.1155/2015/391036

[97] V. V. Cheverda, A. L. Karchevsky, I. V. Marchuk et O. A. Kabov, « Heat flux density in the region of droplet contact line on a horizontal surface of a thin heated foil, » en, *Thermophysics and Aeromechanics*, t. 24, n° 5, p. 803-806, 2017, ISSN : 1531-8699. DOI : 10.1134/S086986431705016X

[98] M. J. Gibbons, P. Di Marco et A. J. Robinson, « Local heat transfer to an evaporating superhydrophobic droplet, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 121, p. 641-652, 2018, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.01.007

[99] M. J. Gibbons, P. Di Marco et A. J. Robinson, « Heat flux distribution beneath evaporating hydrophilic and superhydrophobic droplets, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 148, p. 119 093, 2020, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119093

[100] A. L. Karchevsky, V. V. Cheverda, I. V. Marchuk, T. G. Gigola, V. S. Sulyaeva et O. A. Kabov, « Heat Flux Density Evaluation in the Region of Contact Line of Drop on a Sapphire Surface Using Infrared Thermography Measurements, » en, *Microgravity Science and Technology*, t. 33, n° 4, p. 53, 2021, Number : 4, ISSN : 0938-0108, 1875-0494. DOI : 10.1007/s12217-021-09892-6

[101] « Measurement of heat transfer with an infrared camera, » en-US, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 11, n° 5, p. 819-826, 1968, Publisher : Pergamon, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(68)90126-9

[102] M. Schulz, W. Gross et H. Scheuerpflug, « High-resolution thermophysical measurements using staring infrared detector arrays, » en, *High Temperatures-High Pressures*, t. 32, n° 5, p. 547-556, 2000, ISSN : 0018-1544, 1472-3441. DOI : 10.1068/htwi3

[103] A. Mori, Y. Oguchi, Y. Okusawa, M. Ono, H. Fujishima et K. Tsubota, « Use of High-speed, High-resolution Thermography to Evaluate the Tear Film Layer, » *American Journal of Ophthalmology*, t. 124, n° 6, p. 729-735, 1997, ISSN : 0002-9394. DOI : 10.1016/S0002-9394(14)71689-7

[104] D. Chatzikyriakou, S. P. Walker, C. P. Hale et G. F. Hewitt, « The measurement of heat transfer from hot surfaces to non-wetting droplets, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 54, n° 7, p. 1432-1440, 2011, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.11.051

[105] J. Jung, S. Jeong et H. Kim, « Investigation of single-droplet/wall collision heat transfer characteristics using infrared thermometry, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 92, p. 774-783, 2016, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.050

[106] G. Castanet, W. Chaze, O. Caballina, R. Collignon et F. Lemoine, « Transient evolution of the heat transfer and the vapor film thickness at the drop impact in the regime of film boiling, » en, *Physics of Fluids*, t. 30, n° 12, p. 122 109, 2018, Number : 12, ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : 10.1063/1.5059388

[107] A. Gholijani, C. Schlawitschek, T. Gambaryan-Roisman et P. Stephan, « Heat transfer during drop impingement onto a hot wall : The influence of wall superheat, impact velocity, and drop diameter, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 153, p. 119 661, 2020, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119661

[108] J. Li et P. B. Weisensee, « Low Weber number droplet impact on heated hydrophobic surfaces, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 130, p. 110 503, 2022, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2021.110503

[109] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « Drop collision with a hot, dry solid substrate : Heat transfer during nucleate boiling, » eng, *Physical review fluids*, t. 2, n° 7, 2017, ISSN : 2469-990X. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.2.074301

[110] M. Zhang, J. Zhu, Z. Tao et L. Qiu, « A quantitative phase diagram of droplet impingement boiling, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 177, p. 121 535, 2021, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121535

[111] J. B. Schmidt, I. V. Roisman, C. Tropea et J. Hussong, « Heat flux during a drop train impact in the drop rebound regime, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 145, p. 110 897, 2023, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2023.110897

[112] A. V. S. Oliveira, A. Avrit et 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*, t. 185, p. 122 398, 2022, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122398

[113] M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami et H. Nakamura, « High spatio-temporal resolution measurement of boiling heat transfer of a falling droplet, » *Applied Thermal Engineering*, t. 228, p. 120 464, 2023, ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2023.120464

[114] H. Lee, A. Cho et H. Kim, « Changes in boiling regime and heat transfer effectiveness during water droplet collision with a superheated wall, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 221, p. 125 052, 2024, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.125052

[115] I. V. Roisman, J. Breitenbach et C. Tropea, « Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 842, p. 87-101, 2018, ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : 10.1017/jfm.2018.123

[116] S.-H. Lee et al., « Downward jetting of a dynamic Leidenfrost drop, » *Physical Review Fluids*, t. 5, n° 7, p. 074 802, 2020, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.5.074802

[117] J. B. Schmidt, F. Tenzer, C. Tropea, J. Hussong et I. V. Roisman, « Modelling of drop and spray impact in the transitional boiling regime, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 217, p. 124 586, 2023, issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124586

[118] C. W. Gorton, *Heat Transfer to Drops of Liquid in the Spheroidal State - ProQuest*, fr.

[119] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet et F. Lemoine, « Spatially and temporally resolved measurements of the temperature inside droplets impinging on a hot solid surface, » en, *Experiments in Fluids*, t. 58, n° 8, p. 96, 2017, Number : 8, issn : 0723-4864, 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-017-2375-1

[120] G. Castanet, O. Caballina, W. Chaze, R. Collignon et F. Lemoine, « The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 160, p. 120 126, 2020, issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120126

Chapitre 2

Système expérimental utilisé pour l'étude de l'impact de goutte

Ce chapitre décrit le banc expérimental mis en place pour étudier l'impact de gouttes sur des surfaces chauffées. Ce dispositif constitue une évolution des installations précédemment développées au sein de l'équipe, notamment pour l'étude de l'impact de gouttes dans le régime d'ébullition en film. Dans ces travaux antérieurs, la caractérisation thermique des gouttes était réalisée grâce à la combinaison de la thermographie infrarouge (IR) et de l'imagerie par fluorescence induite par laser (2cLIF) [1], [2], [3], [4], [5].

Le principe général du dispositif est présenté à la Figure 2.1 et sera détaillé progressivement au fil de ce chapitre. Les gouttes sont générées à l'aide d'un pousse-seringue et, lorsqu'elles atteignent un volume critique, elles se détachent et chutent par gravité sur une paroi chaude. Cette paroi est constituée d'un substrat inséré dans un bloc en acier, pouvant être chauffé jusqu'à 800 °C grâce à des cartouches chauffantes intégrées.

L'observation du phénomène d'impact repose sur l'utilisation de deux caméras rapides. La première enregistre le comportement dynamique de la goutte dans le domaine visible, avec un rétro-éclairage fourni par une lampe LED. La seconde, sensible à l'infrarouge, mesure le rayonnement thermique émis par la surface impactée. L'imagerie infrarouge repose sur un choix minutieux des matériaux : le substrat de la paroi doit être transparent dans l'infrarouge et recouvert d'un film mince émissif, ce qui permet de quantifier le rayonnement provenant de la surface impactée depuis sa face inférieure, sans être perturbé par la présence des gouttes, qui absorbent et émettent elles-mêmes dans l'infrarouge.

La conception générale de ce système présente plusieurs avantages méthodologiques, essentiels pour la suite des études. Elle permet de mesurer la variation de température directement au niveau de la surface impactée, ce qui est idéal pour reconstruire le flux de chaleur avec une résolution spatio-temporelle élevée, comme détaillé au chapitre 3. Comparé à une plaque métallique de faible épaisseur, souvent utilisée pour l'étude des impacts de gouttes en imagerie infrarouge, l'emploi d'un bloc massif assure que le refroidissement observé est principalement contrôlé par les paramètres d'impact (vitesse, taille, température de la paroi). Cette configuration évite ainsi les limitations associées au transfert de chaleur à travers une paroi mince et prévient l'abaissement de température lié à l'absence d'inertie thermique d'une paroi trop fine.

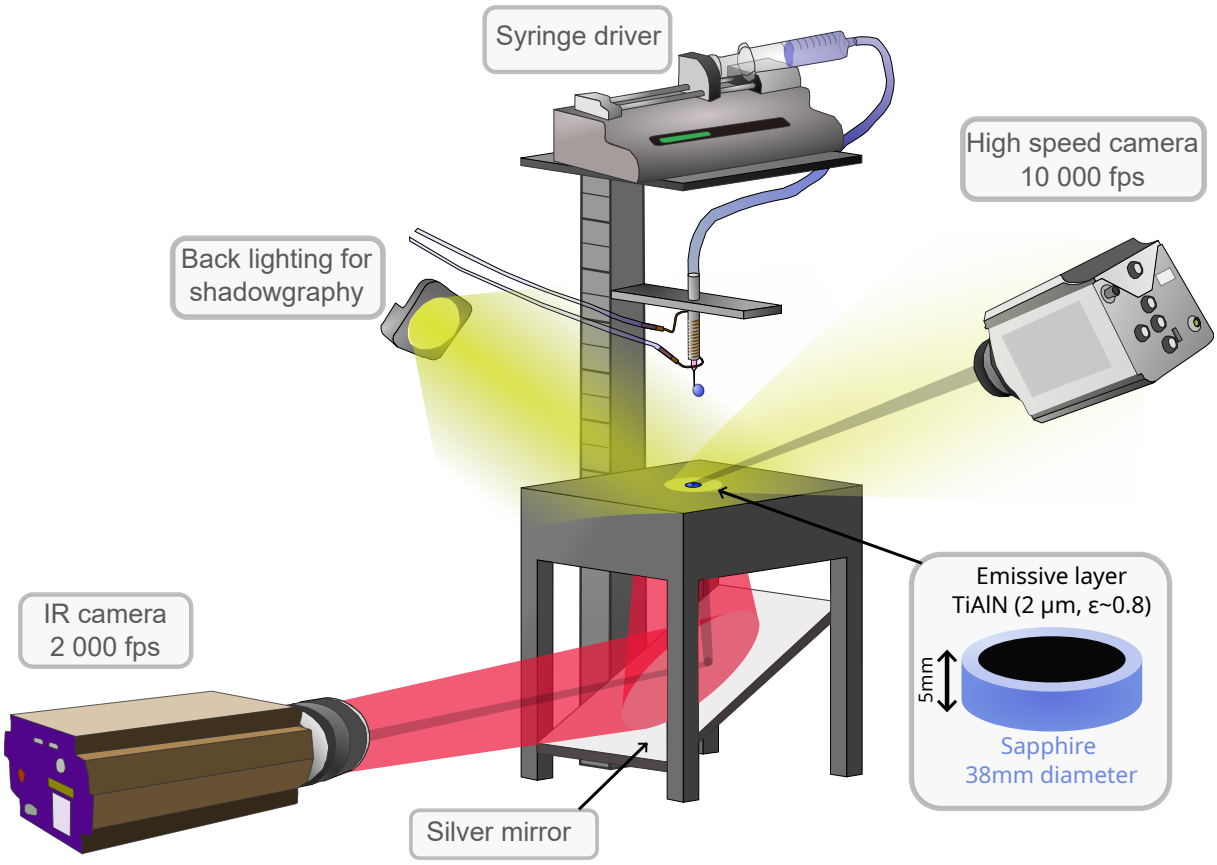


FIGURE 2.1 – Schéma récapitulatif du montage expérimental utilisée avec au centre le substrat, en haut le pousse seringue, à gauche la caméra infra-rouge et à droite la caméra pour l'imagerie par ombroscopie.

2.1 Génération des gouttes

La génération des gouttes est assurée par un dispositif constitué d'un pousse-seringue et d'une aiguille. Le pousse-seringue impose une pression contrôlée sur le liquide contenu dans la seringue, en l'occurrence de l'eau, qui est acheminée vers l'aiguille par l'intermédiaire d'un tuyau thermalisé. La température du liquide injecté est régulée à l'aide d'un échangeur de chaleur composé d'un serpentin enroulé autour du dispositif d'injection, dans lequel circule un liquide thermostaté. Lorsque le poids de la goutte en croissance dépasse la force de tension superficielle qui la retient à l'aiguille, elle se détache naturellement et chute par gravité. Ce mode de génération est hautement reproductible, car il est entièrement déterminé par les propriétés physico-chimiques du fluide, qui sont rigoureusement fixées par la régulation thermique.

Étant un paramètre clé de notre étude, la masse de la goutte a été caractérisée avec une grande précision à l'aide d'une balance analytique (marque VWR, précision $0,01$ mg), placée sous le dispositif d'injection. Une série de gouttes a été collectée afin de déterminer la masse moyenne des gouttes produites et l'écart-type associé à leur génération. Pour l'aiguille utilisée dans l'ensemble de nos expériences, une aiguille de calibre 27 (diamètre extérieur $0,36$ mm), en acier inoxydable et à extrémité droite, la masse mesurée des gouttes est de $5,35 \pm 0,09$ mg. Cette valeur correspond à un diamètre équivalent de $2,17 \pm 0,04$ mm. Parallèlement, l'impact des gouttes étant visualisé par une caméra rapide,

une analyse des images permet de mesurer le diamètre des gouttes après leur détachement, lorsqu'elles retrouvent une forme quasi sphérique. Sur l'ensemble des impacts enregistrés, le diamètre moyen obtenu est de $2,19 \pm 0,03$ mm, en excellent accord avec les mesures réalisées à l'aide de la balance.

La vitesse d'impact des gouttes est ajustée en faisant varier la hauteur de chute, c'est-à-dire la position verticale de l'aiguille par rapport à la surface d'impact. Pour cela, l'ensemble du dispositif d'injection est monté sur un plateau mobile dont la position peut être ajustée verticalement avec une précision millimétrique, sur une plage de hauteur comprise entre 3 cm et 50 cm. Compte tenu du faible diamètre des gouttes et de leur vitesse modérée sur de telles distances, les effets de frottement de l'air peuvent être négligés. La chute peut donc être assimilée à un mouvement de chute libre sous gravité. Dans cette hypothèse, la vitesse d'impact V_{impact} est reliée à la hauteur de chute h_{chute} par la relation :

$$V_{\text{impact}} = \sqrt{2\ g\ h_{\text{chute}}} \tag{2.1}$$

La surface d'impact étant portée à une température élevée, un risque de réchauffement de la goutte existe durant sa phase de croissance et sa chute. Deux mécanismes principaux peuvent contribuer à un échange thermique : le transfert radiatif émis par la paroi chaude et le transfert convectif associé à la remontée d'un panache d'air chaud au-dessus de celle-ci. Toutefois, il a été montré que l'élévation de température de la goutte pendant son temps de vol reste très faible et peut être considérée comme négligeable : même dans les conditions les plus défavorables, l'augmentation ne dépasse pas $0,5$ °C [1]. Afin de limiter l'échauffement du liquide durant la phase de formation de la goutte, l'aiguille n'est pas directement exposée à l'environnement extérieur. Elle débouche dans une petite cavité usinée dans une paroi, ouverte par un orifice de diamètre légèrement supérieur à celui de la goutte. Cette paroi est elle-même régulée thermiquement par le même circuit de fluide thermostaté que celui assurant la régulation du liquide circulant dans le tuyau d'injection. Ainsi, la goutte se forme dans une cavité dont l'ambiance est maintenue à une température proche de celle du liquide injecté, minimisant toute variation thermique avant la chute. Lorsque la hauteur de chute augmente, le besoin de cette protection devient progressivement moins critique.

2.2 Surfaces impactées et dépôts

Pour caractériser les variations de température et estimer le flux de chaleur extrait lors de l'impact des gouttes, plusieurs méthodes de mesure peuvent être envisagées, comme présenté au chapitre 1.4. La thermographie infrarouge a été retenue car elle permet d'obtenir une cartographie complète de la température de la surface impactée, avec une haute résolution spatiale et temporelle. Cependant, la présence de la goutte sur la paroi obstrue le chemin optique, rendant impossible l'observation directe de la surface solide par le dessus. Une visualisation par le dessous constitue donc la seule option envisageable.

Si la paroi est opaque au rayonnement infrarouge, la température ne peut être mesurée que sur la face arrière du substrat. Le flux de chaleur au niveau de la surface d'impact doit alors être reconstruit à partir de cette mesure, ce qui constitue un problème inverse de conduction thermique. Ce type de problème est mal posé et requiert des techniques de régularisation afin d'assurer l'existence d'une solution physiquement acceptable. En conséquence, les résolutions spatiale et temporelle du flux reconstruit sont limitées, en raison de la perte des composantes à haute fréquence induite par la régularisation. Celle-ci

reflète directement la perte d'information liée à la diffusion thermique à travers l'épaisseur du matériau. Ce processus agit comme un filtrage passe-bas, équivalent à un lissage spatial et temporel, qui atténue les variations rapides du flux de chaleur aussi bien dans l'espace que dans le temps.

À l'inverse, dans le cas d'une paroi transparente au rayonnement infrarouge, la mesure de la température peut être réalisée directement sur la face avant, c'est-à-dire sur la surface impactée, à condition que celle-ci soit recouverte d'un film mince émissif. Dans cette configuration, le problème de reconstruction du flux thermique devient bien posé : les conditions aux limites du problème de conduction sont connues sur l'ensemble des faces du substrat, la température mesurée en face avant constituant une condition de Dirichlet. Le flux de chaleur peut alors être déterminé localement, sans recours à une régularisation. Les seules limitations en résolution proviennent de l'épaisseur du dépôt émissif, si celui-ci n'est pas suffisamment mince, et des performances intrinsèques de la caméra infrarouge (bruit de mesure, fréquence d'acquisation). Cette approche est particulièrement avantageuse, les caméras infrarouges modernes permettant aujourd'hui des acquisitions à plusieurs milliers d'images par seconde, rendant possible une reconstruction spatio-temporelle fine du champ thermique au cours de l'impact.

2.2.1 Quel substrat utiliser ?

Plusieurs matériaux peuvent s'envisager comme substrat pour ce type de mesure. Ce substrat doit être le plus transparent aux IR possible, résister aux chocs thermiques imposés par l'impact et posséder une effusivité thermique $\varepsilon = \sqrt{\kappa \rho C p}$ appropriée. Un matériau qui aurait une grande effusivité thermique, ne serait pas un bon choix car la température à sa surface, celle mesurée par la caméra IR, varierait très peu pendant l'impact de la goutte. A l'inverse un matériau faiblement effusif, s'il est avantageux à la mesure thermographique, ne permet pas de maintenir une ébullition prolongée à haute température. En effet, la température de contact thermique au niveau de l'interface avec le liquide peut redescendre sous la température d'ébullition.

Parmi les matériaux utilisés pour l'optique infrarouge, le fluorure de calcium (CaF_2), le fluorure de magnésium (MgF_2) et le séléniure de zinc (ZnSe) présentent des propriétés de transmission remarquables dans l'infrarouge. Toutefois, leur résistance mécanique, leur sensibilité aux rayures et leur faible tolérance au stress thermique posent de nombreuses difficultés. Par exemple, le CaF_2 a été principalement employé pour étudier l'ébullition de fluorocarbures, qui bouillent à des températures plus basses que l'eau et génèrent des densités de flux thermiques modérées [6], [7], et presque jamais pour l'eau, qui peut induire des flux thermiques de plusieurs MW/m^2 [8]. La faible diffusivité thermique de ces matériaux (de $6,7\ 10^{-6}$ à $1\ 10^{-5}\ m^2 s^{-1}$) conduit à de fortes variations de température à la surface impactée, ce qui améliore la précision de la mesure, mais induit des contraintes thermiques importantes dans le matériau déjà fragile. Enfin, la faible effusivité fait qu'il est pratiquement impossible de maintenir l'ébullition de gouttes d'eau, ces matériaux nécessiteraient donc de changer de liquide de travail pour être exploitable.

Outre le saphir, le silicium et le germanium constituent deux autres candidats possibles. Leur effusivité thermique, bien supérieure à celle du saphir (εsilicium $\approx 15,53$ kJ K^{-1} m^{-2} $s^{-1/2}$; εsaphir $\approx 9,10$ kJ K^{-1} m^{-2} $s^{-1/2}$), réduit fortement la variation de température provoquée par l'impact d'une goutte, ce qui peut diminuer la précision des mesures par thermographie infrarouge. De plus, la réflexion à l'interface air/silicium ou air/germanium est élevée (environ 45% dans la gamme 1,5–5,5 µm contre 8% pour le

saphir et 3% pour le CaF_2), ce qui accentue les effets de réflexions internes multiples et réduit la contribution du dépôt émissif au signal ressortant en direction de la caméra IR.

Le saphir présente donc un compromis unique : il combine une bonne transparence dans l'infrarouge, une résistance mécanique et thermique suffisante, une effusivité adéquate et une faible réflexion. Ces propriétés en font un matériau particulièrement adapté pour l'étude des transferts thermiques lors de l'impact d'une goutte d'eau, et il a été largement adopté dans des études antérieures [3], [4], [5], [9], [10], [11].

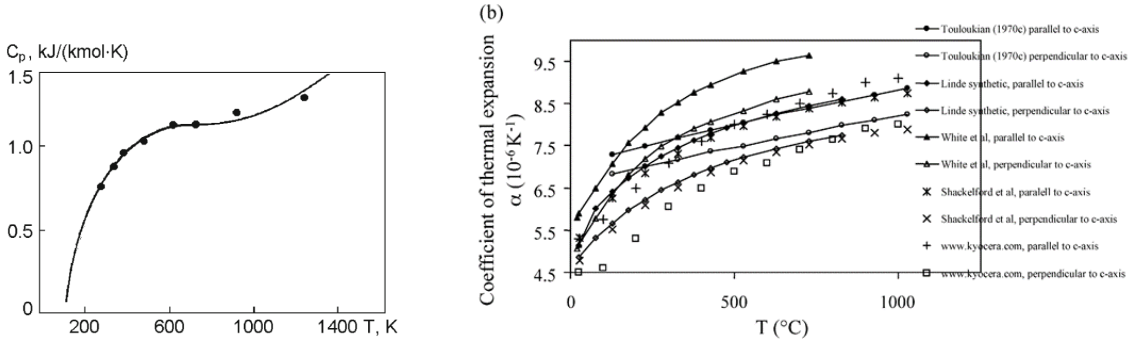
Un des points faibles du montage proposé réside dans le contact thermique entre le saphir et le support chauffant, qui ne peut être parfait en raison de la différence de dilatation thermique entre l'acier du support et le saphir. Pour limiter les effets de ce contact imparfait, un saphir de 1,5 pouces de diamètre et de 5 mm d'épaisseur a été choisi. Sa capacité thermique, largement supérieure à l'énergie pouvant être extraite par une goutte, garantit que le refroidissement au niveau des bords reste négligeable. Ainsi, le bord extérieur du saphir peut être considéré comme maintenue à une température constante, égale à celle du support chauffant, loin de la zone d'impact de la goutte.

Paramètres thermiques du saphir

Dans le but d'estimer les échanges de chaleur entre la goutte et le substrat en saphir, il est essentiel de connaître les principales propriétés thermiques de ce matériau : sa masse volumique (ρ_s), sa capacité calorifique massique (C_p) et sa conductivité thermique (K). Ces propriétés dépendent, dans une certaine mesure, de la température.

Les valeurs de la capacité calorifique massique ont été extraites de l'ouvrage Properties of Sapphire [12] et sont présentées à la Figure 2.2a. Concernant la conductivité thermique, la littérature est particulièrement abondante, mais les valeurs rapportées montrent une dispersion significative, comme l'illustre la Figure 2.3.

Un aspect notable du saphir est le caractère anisotrope de sa conductivité thermique, qui varie selon l'orientation cristallographique. Dans notre étude, nous utilisons un échantillon de saphir taillé selon le plan C (C-cut). Les différentes sources bibliographiques s'accordent sur le fait que, pour ce type de coupe, la conductivité thermique mesurée selon l'axe perpendiculaire au plan (axe c) est supérieure d'environ 10 à 15 % à celle mesurée dans le plan basal [13], [14]. Ce comportement est illustré à la Figure 2.4.



(a) (b)

FIGURE 2.2 – (a) Capacité thermique C_p du saphir issu de [12] et (b) coefficient d'expansion thermique du saphir, tirée de [15] avec [16], [17], [18], [19].

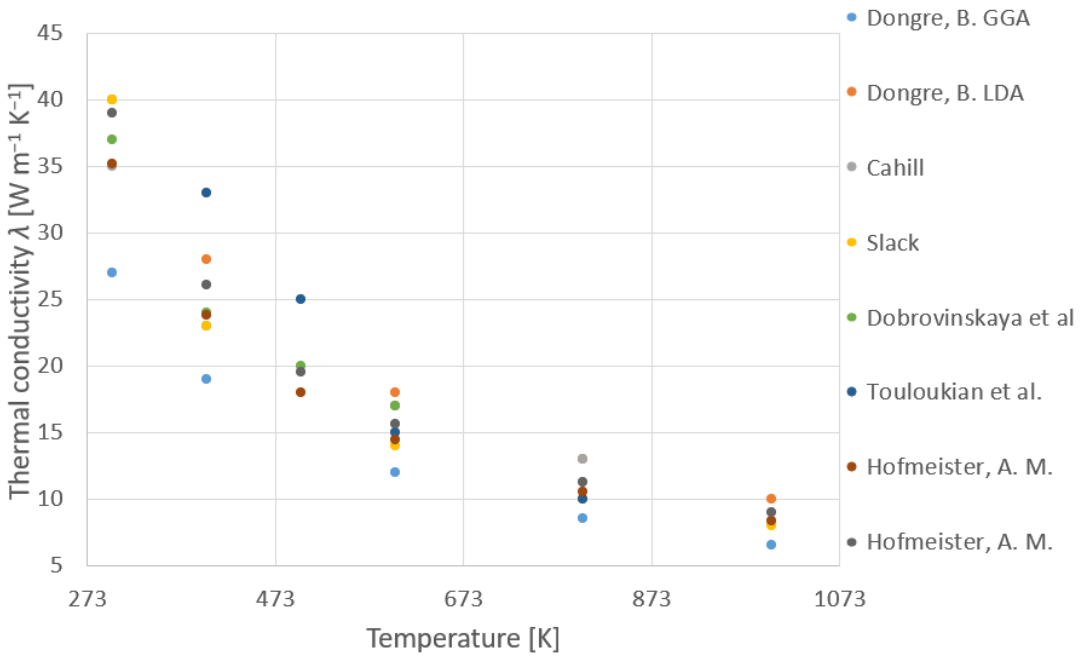


FIGURE 2.3 – Conductivité du saphir mesurée par E. R. Dobrovinskaya *et al.* [12], D. G. Cahill *et al.* [20], G. A. Slack *et al.* [21], B. Dongre *et al.* [22], Y. S. Touloukian *et al.* [16], A. M. Hofmeister *et al.* [23].

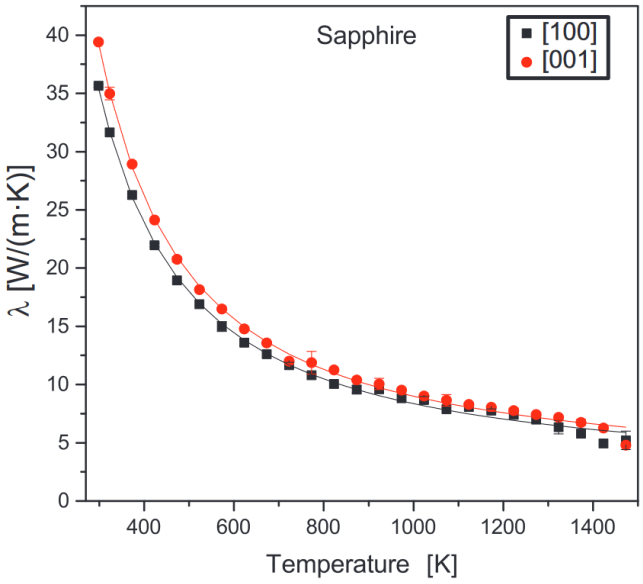


FIGURE 2.4 – Conductivité du saphir mesurée par J. Hidde *et al.* [13] avec effet de l'orientation cristalographique.

2.2.2 Les dépôts de TiAL et TiAlN et de SL2

Pour la mesure par thermographie infrarouge, la face avant du saphir a été recouverte par un dépôt mince présentant une émissivité élevée, une épaisseur aussi faible que possible, tout en étant totalement opaque dans l'infrarouge. Ces dépôts ont été développés et réalisés à l'Institut Jean Lamour (Nancy) dans le cadre du projet ANR DROPSURF.

Le premier dépôt consiste en une couche micrométrique de TiAlN obtenue par pulvérisation cathodique réactive assistée par magnétron (reactive magnetron sputtering), à partir de deux cibles métalliques de titane et d'aluminium (2 pouces de diamètre chacune). Le procédé est mis en œuvre dans un mélange gazeux d'argon (30 sccm) et d'azote (5 sccm), générant un plasma qui permet la formation du composé nitruré sur la surface du substrat [1]. Ces débits permettent la création d'un dépôt de 17, 4 nm/minute. En maintenant ces débits pendant 2 h, le dépôt créé à une épaisseur d'environs 2 µm. Cette valeur à été vérifiée par profilométrie.

Après leur fabrication, les dépôts de TiAlN présentent un comportement nettement hydrophile, avec un angle de contact typiquement inférieur à 12°. Afin d'étudier l'influence de la mouillabilité sur le comportement des gouttes à l'impact et sur les transferts thermiques, un second dépôt a été réalisé par-dessus la couche de TiAlN afin d'augmenter l'angle de contact. Ce second film, constitué de TiAl, est déposé directement sur le TiAlN précédemment formé. L'empilement des deux couches permet ainsi de conserver la forte émissivité du TiAlN, pour les observations réalisées à travers le saphir avec la caméra IR, tout en modifiant les propriétés de surface pour la goutte.

Le dépôt du TiAl est effectué dans la continuité du procédé de pulvérisation cathodique utilisé pour le TiAlN, sans rupture du vide dans la chambre de dépôt et sans remplacement des cibles. Le gaz de travail est l'argon, avec un débit fixé à 30 sccm et une pression de dépôt de 0,3 Pa. Les couches de TiAl obtenues présentent un caractère nettement moins hydrophile que celles de TiAlN, avec un angle de contact statique compris entre 70° et 80°.

Les diffractogrammes de rayons X du TiAlN et du TiAl sont présentés sur la Figure 2.5. La courbe noire (en bas) correspond au TiAlN déposé sur substrat de saphir, et la courbe bleue (au-dessus) au TiAl déposé sur la première couche de TiAlN. Dans les deux diffractogrammes, les pics situés à 41,7° et 90,7° proviennent du substrat de saphir. Les pics à 37,1° et 78,9° sont attribués respectivement aux plans (111) et (222) de la phase TiAlN à structure cubique à faces centrées. Deux pics supplémentaires, observés à 38,6° et 82,7°, correspondent quant à eux au composé TiAl (absent sur la courbe du TiAlN).

Les images MEB (Microscopie électronique à balayage) présentées au centre et à droite de la Figure 2.5 illustrent la morphologie de surface des films de TiAlN et de TiAl, respectivement. Le TiAlN présente de petits grains tétraédriques, cohérents avec l'orientation préférentielle [111] observée en diffraction des rayons X. Cette texture granulaire dense est probablement liée à la forte émissivité des couches de TiAlN, caractéristique que nous détaillerons au chapitre suivant consacré aux aspects radiatifs de la mesure thermographique infrarouge. À l'inverse, le film de TiAl présente une morphologie distincte, formée de grains plus grands et allongés avec des joints de grains bien définis. Cette différence est cohérente avec la nature des deux matériaux : le TiAl est métallique, tandis que le TiAlN se comporte comme une céramique.

Enfin, afin d'obtenir une nouvelle surface plus hydrophobe, un traitement au Sigmacote® SL2, un réactif de siliconisation, a été appliqué sur le dépôt de TiAl. Le Sigmacote® SL2 est une solution d'organopolysiloxane chloré dans de l'heptane qui, après évaporation dans des conditions contrôlées, forme un film covalent submicroscopique conférant à la surface un caractère fortement hydrophobe. L'angle de contact statique mesuré après traitement atteint environ 110° pour une goutte d'eau déposée à la surface.

Bien que ce produit soit initialement conçu pour le traitement de surfaces vitreuses, son application sur le TiAl s'est révélée efficace. Cependant, il est nécessaire de renou-

1. sccm : Standard Cubic Centimeters per Minute

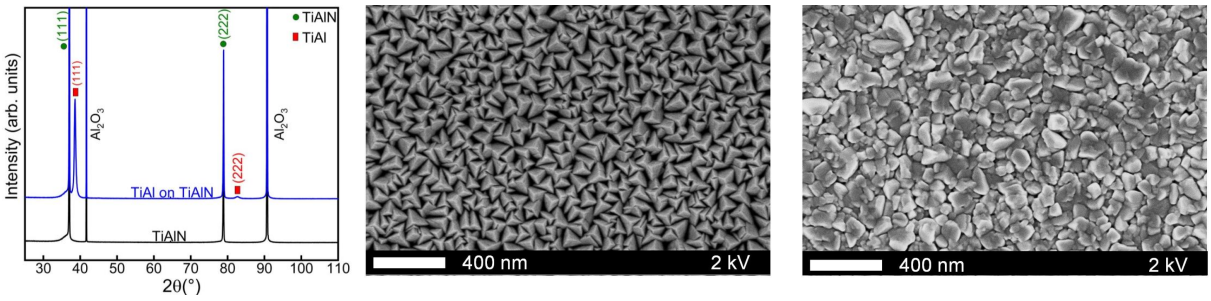


FIGURE 2.5 – Diffractogrammes à rayons X de films de TiAlN et TiAl tels que déposés sur un substrat en saphir à gauche et images SEM vue de dessus des films TiAlN au centre et TiAl à droite.

veler régulièrement le traitement entre les expériences afin de garantir des conditions de mouillabilité constantes.

Les trois surfaces décrites précédemment (TiAlN, TiAl et TiAl traité au Sigmacote® SL2) présentent des mouillabilités très contrastées, tout en conservant des rugosités comparables, ces traitements n'étant pas de nature à modifier significativement la topographie de surface à des échelles supérieures à quelques fractions de micromètre. Chaque échantillon est élaboré à partir d'une fenêtre en saphir de qualité optique, présentant une planéité de l'ordre de $\lambda/10$. Ces substrats serviront à réaliser des études paramétriques visant à analyser l'influence de la mouillabilité sur les phénomènes d'impact de gouttes et de transfert de chaleur.

Les dépôts sont particulièrement complexes à produire et à préparer, et ne sont disponibles qu'en très peu d'exemplaires. L'ensemble de cette étude a été réalisé avec 5 dépôts de TiAlN et 5 dépôts de TiAl. Compte tenu de leur rareté, il est essentiel de les manipuler avec précaution et de limiter toute sollicitation inutile afin de préserver leur intégrité. Les surfaces hydrophobes, obtenues par addition de Sigmacote® SL2, nécessitent moins de précaution et ont été réalisées sur des surfaces déjà utilisées.

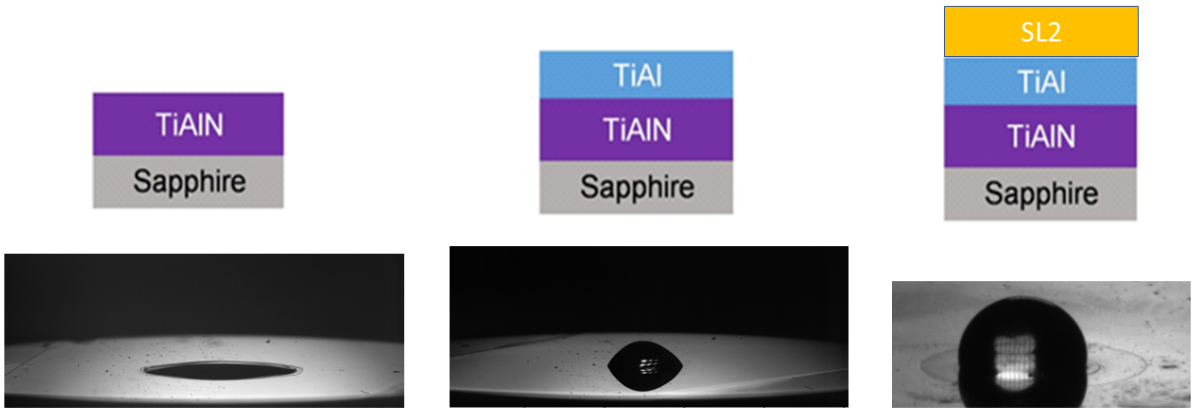


FIGURE 2.6 – Schéma des différentes couches pour chaque dépôts ainsi que leur mouillabilités associé illustrées par une goutte déposée.

Impact des dépôts sur la précision des mesures de thermographie infrarouge

La question de l'impact des dépôts sur la résistance au transfert thermique interfacial peut légitimement se poser. Bien que ces couches soient relativement minces, leur épais-

seur n'est pas négligeable puisque, pour obtenir des films parfaitement opaques, il a été nécessaire de respecter des temps de dépôt suffisants lors du procédé de pulvérisation cathodique magnétron. L'épaisseur typique des films de TiAlN est ainsi de l'ordre de 2 µm. À de telles épaisseurs, le film peut commencer à imposer certaines limitations thermiques, bien que celles-ci ne deviennent significatives que dans des conditions extrêmes.

Les propriétés thermiques du TiAlN et des autres dépôts : masse volumique, capacité calorifique massique et conductivité thermique, n'ont pas pu être mesurées directement. Cependant, d'après la littérature, la conductivité thermique des couches minces de TiAl varie généralement entre 4 et 12 $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$, tandis que la diffusivité thermique varie entre 1×10^{-6} et 3×10^{-6} $\mathrm{m^2/s}$ [24]. Pour une épaisseur typique de $e = 2$ µm et une diffusivité thermique de $\alpha = 1 \times 10^{-6}$ $\mathrm{m^2/s}$, le temps caractéristique de diffusion thermique est de $t = 2$ µs, soit une valeur largement inférieure au temps d'intégration de la caméra infrarouge utilisée.

En revanche, la résistance thermique imposée par le film déposé peut induire un gradient de température à travers l'épaisseur du dépôt, générant une légère différence entre la température de la surface exposée à l'impact de goutte et celle du substrat. Pour un flux de chaleur de 10^7 $\mathrm{W/m^2}$, une épaisseur de film de 2 µm et une conductivité thermique de 10 W/m/K [24], on peut estimer une différence de température d'environ 1°C. Cette différence introduit donc une petite erreur de mesure, la température enregistrée n'étant plus strictement celle de la surface directement impactée par la goutte.

Toutefois, cet écart reste très localisé dans l'espace et dans le temps, notamment au moment de l'impact lorsque le refroidissement de la paroi est maximal. Les calculs effectués pour estimer l'effet de cette erreur sur le flux thermique global mesuré montrent que son influence est négligeable à l'échelle de nos expériences.

Vieillissement et contrôle de la mouillabilité des dépôts

Laissés plusieurs mois, même sans manipulation, les dépôts de TiAl et de TiAlN présentent une évolution notable de leur mouillabilité. La mesure de l'angle de contact après vieillissement révèle une valeur d'environ 70° pour les deux dépôts, ce qui, dans le cas du TiAlN, diffère fortement de l'angle initial mesuré par l'IJL juste après fabrication.

Une hypothèse avancée pour expliquer cette évolution est la contamination progressive des surfaces par des composés organiques volatiles (COV) [25], [26]. Ces COV tendraient à rendre plus hydrophobe la surface initialement très hydrophile du TiAlN, tandis qu'ils auraient peu d'effet sur la mouillabilité de la surface déjà relativement hydrophobe du TiAl.

Les exemples sont nombreux dans la littérature, de surfaces fraîchement fabriquées par des procédés sous basse pression, ou analysées immédiatement après polissage et/ou après un nettoyage à l'aide d'acides forts (HCl), de bases fortes (NaOH) ou encore par traitement plasma (air, oxygène ou argon), qui présentent un comportement nettement hydrophile, avec des angles de contact inférieurs à 40°, mais qui, après une exposition prolongée à l'air ambiant, perdent rapidement ce caractère hydrophile au profit d'un comportement de plus en plus hydrophobe. Ce changement de mouillabilité, observé sur des alliages métalliques tels que les aciers inoxydables ou le TiAl, semble résulter de l'adsorption progressive de composés organiques volatiles (COV) présents dans l'air [25], [26]. La nature hydrophobe et non polaire de ces composés est responsable de la diminution de l'énergie de surface de la couche externe, altérant ainsi les interactions avec les phases gazeuses ou liquides. Il semblerait qu'un phénomène comparable s'observe également, mais sur des échelles

de temps beaucoup plus longues (plusieurs mois), pour des céramiques telles que les revêtements de TiAlN.

Les COV accumulés sur des surfaces portées à une centaine de degrés Celsius semblent se dissoudre dans l'eau et former, à proximité de la ligne triple de contact, une zone contenant une forme cristallisée de ces contaminants (voir Figure 2.7). Ainsi, lors des impacts sur des parois maintenues à des températures proches de 100 °C, des marques apparaissent sur la surface aux emplacements où la ligne triple est restée plus longtemps pendant l'évaporation. Ces marques, observées au microscope, confirment la présence d'une matière cristallisée, probablement constituée de COV. Sous cette forme, la contamination devient pratiquement impossible à éliminer sans altérer les propriétés de mouillage de la surface.

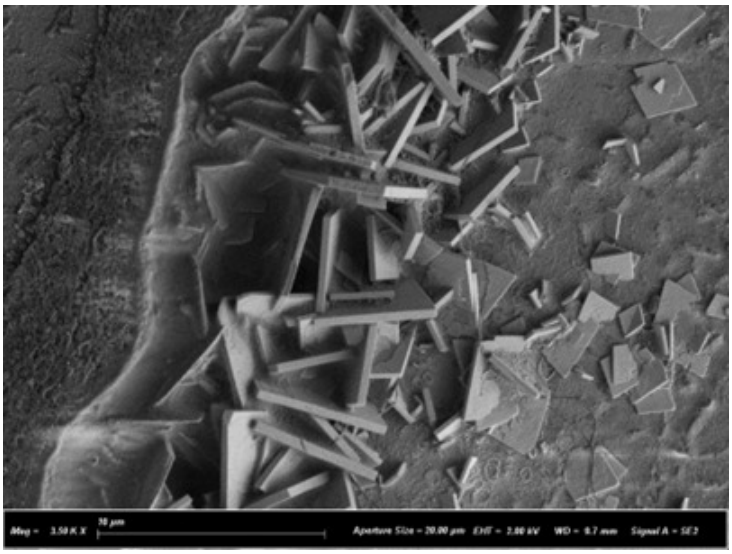


FIGURE 2.7 – Cristallisation de matière à la ligne triple lors de l'évaporation d'une goutte dans laquelle des matières se sont dissoutes.

Pour remédier à ce problème, une attention particulière est accordée au nettoyage des surfaces de TiAlN. Avant chaque série de mesures, celles-ci sont nettoyées à l'eau claire et au savon, puis rincées à l'éthanol. Enfin, elles sont chauffées à 550 °C pendant une dizaine de minutes.

Cette méthode de nettoyage a été validée expérimentalement. La Figure 2.8 présente l'évolution de l'étalement maximal lors d'une série d'impacts de gouttes d'eau sur un dépôt de TiAlN. Pour les cinq premiers impacts, la surface est nettoyée selon le protocole défini précédemment avant chaque impact. Pour les cinq impacts suivants, aucun nettoyage n'est effectué. On observe que, tant que la surface est nettoyée, l'étalement maximal reste élevé et constant. Dès que le nettoyage est interrompu, une diminution progressive de l'étalement maximal est constatée, traduisant la perte du caractère hydrophile de la surface.

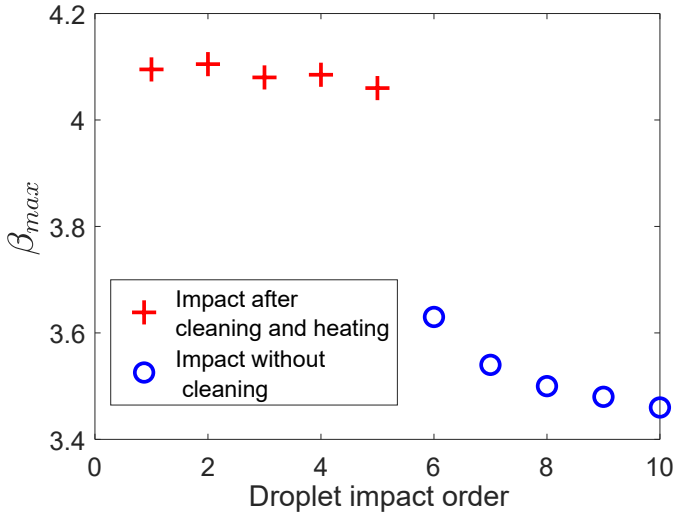


FIGURE 2.8 – Évolution de l'étalement maximal au cours d'une série d'impacts sur TiAlN, avec puis sans application du protocole de nettoyage.

Appliquée aux surfaces de TiAl, la procédure précédente rend cependant ces surfaces très hydrophiles. Afin de préserver leur caractère hydrophobe, le nettoyage par chauffage à haute température n'est donc pas utilisé sur le TiAl. Les surfaces sont simplement nettoyées à l'eau claire et rincées à l'éthanol puis essuyées avec un papier absorbant après chaque impact, afin de limiter les traces laissées par l'évaporation.

2.3 Dispositif de chauffage

Le support chauffant est constitué d'un bloc en acier inoxydable, équipé de quatre cartouches chauffantes, chacune d'une puissance de 200 W. Le saphir est inséré dans ce support, et différents supports peuvent être utilisés en fonction du diamètre du substrat choisi. Des thermocouples intégrés permettent de mesurer la température du bloc chauffant, tandis que la régulation thermique est assurée par un système de double asservissement PID, garantissant la stabilité et la précision du processus de chauffe.

La Figure 2.9 montre la variation de la température de la surface du saphir, mesurée par thermographie infrarouge, en fonction du temps pour différentes températures imposées à la régulation. Quel que soit le niveau de consigne, l'écart maximal entre la température demandée et la température réelle n'est que de $0,3$ °C. La température présente des variations très faibles dans le temps, confirmant le bon fonctionnement du PID. Avec un temps de régulation suffisant, typiquement quelques dizaines de secondes, la température du saphir avant impact est stabilisée et peut donc être considérée comme constante et parfaitement connue.

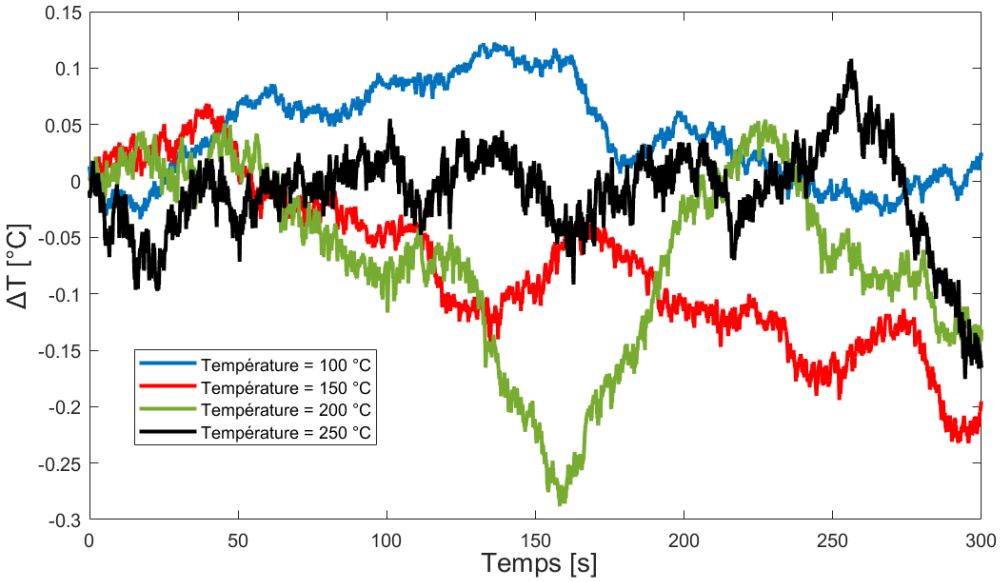


FIGURE 2.9 – Évolution de la température du saphir en fonction du temps avec différentes température T_0 imposée par le PID.

2.4 Caméra ombroscopique

Une caméra rapide est placée sur le côté, avec un angle d'inclinaison d'environ 20° par rapport à l'horizontale, tandis que l'ensemble est éclairé par un panneau LED puissant, assurant un contraste élevé pour la visualisation par ombroscopie. Cette technique permet de suivre la dynamique d'étalement de la goutte et, plus généralement, d'observer le régime d'ébullition. La caméra utilisée est une *VEO-E 310L*, capable de filmer jusqu'à 3 200 images par seconde avec une résolution de 1280×800 pixels.

La caméra possède une mémoire interne limitée à 18 Go et ne permet pas le transfert direct des données. Dans nos conditions expérimentales, l'acquisition est limitée à $4,2$ s à 10 000 images par seconde avec une résolution de 640×480 pixels. Ainsi, lorsque la durée d'évaporation de la goutte dépasse cette limite, il n'est pas possible d'enregistrer l'ensemble du phénomène à haute cadence sur toute la durée. Dans ce cas, la phase d'impact est filmée à haute cadence, puis, un impacts avec les mêmes conditions expérimentale est filmé à plus basse cadence, typiquement 100 images/s afin de suivre l'évolution complète de la goutte avec des dynamiques lentes.

L'objectif utilisé pour l'observation des gouttes est un objectif macro Sigma, avec une focale de 150 mm et une ouverture numérique maximale f/2.8. Cette configuration permet d'obtenir une résolution spatiale de 24 µm par pixel sur les images de l'impact.

2.5 La caméra Infra-Rouge

La caméra infrarouge utilisée est une **Telops MS MK1**. Elle possède un détecteur de type *InSb* refroidi avec une bande spectrale de 1,46−5,41 µm. La fréquence maximale en pleine fenêtre est de 1012 Hz avec une résolution de 640 × 512 pixels. Le **NETD** (*Noise Equivalent Temperature Difference*) est typiquement de 25 mK. Cela signifie que la caméra est capable de détecter des différences de température aussi faibles que 0,025 °C dans des conditions favorables. En réalité, le NETD correspond à la spécification constructeur du bruit thermique et dépend de plusieurs paramètres (température de la scène, fréquence d'acquisition, filtrage optique, temps d'intégration...).

L'objectif utilisé pour observer la surface émissive est un objectif spécial infrarouge de longueur focale $f = 50$ mm, auquel une bague allonge de 1 cm a été ajoutée entre l'objectif et le capteur, permettant d'obtenir une résolution spatiale de 0,72 µm pxl^{-1} sur les images de la surface impactée. La fréquence utilisée dans nos mesures est de 2000 Hz avec une résolution de 320×248 pixels, constituant un compromis entre résolution spatiale et temporelle.

Les images issues de la caméra infrarouge sont enregistrées en 16 bits, c'est-à-dire entre 2^1 et $2^{16} - 1$ niveaux de gris, ce qui permet un échantillonnage très précis. Un miroir en argent est placé sous la surface impactée et le substrat en saphir, avec une inclinaison de 45° pour faciliter l'accès optique de la caméra par le dessous. L'argent est un excellent réflecteur dans la gamme de longueurs d'onde considérée (de l'ordre de 95 %), bien que ses propriétés optiques puissent diminuer au fil du temps en raison de l'oxydation.

Avec les conditions décrites (fréquence d'acquisition de 2000 Hz), le temps d'ouverture maximal autorisé est de 100 µs selon les limitations électroniques de la caméra. Ce temps d'ouverture ne pouvant évidemment jamais excéder l'intervalle entre deux images successives. À basse température (80−110 °C), ce temps d'ouverture ne permet pas toujours d'obtenir un rapport signal/bruit satisfaisant, et certaines séquences peuvent apparaître légèrement bruitées. Dans ces cas uniquement, le bruit peut être réduit soit par des moyennes temporelles (moyenne glissante sur plusieurs images consécutives), soit en augmentant le temps d'exposition — la dynamique post-impact devenant très lente après la phase d'étalement initiale. En revanche, la fréquence d'acquisition ne peut pas être réduite pendant la phase d'étalement afin de conserver une résolution temporelle suffisante pour la phase d'impact, qui est très rapide.

Malgré l'efficacité quantique très élevée du détecteur InSb et la qualité des optiques utilisées, la réponse spectrale du système n'est pas parfaite et varie légèrement avec la longueur d'onde. La Figure 2.10 présente les courbes de réponse spectrale fournies par le fabricant, tenant compte de la caméra et de l'objectif utilisés. La Figure de droite correspond au cas avec l'ajout d'un atténuateur d'une densité optique de 2, soit une atténuation d'un facteur 10^2.

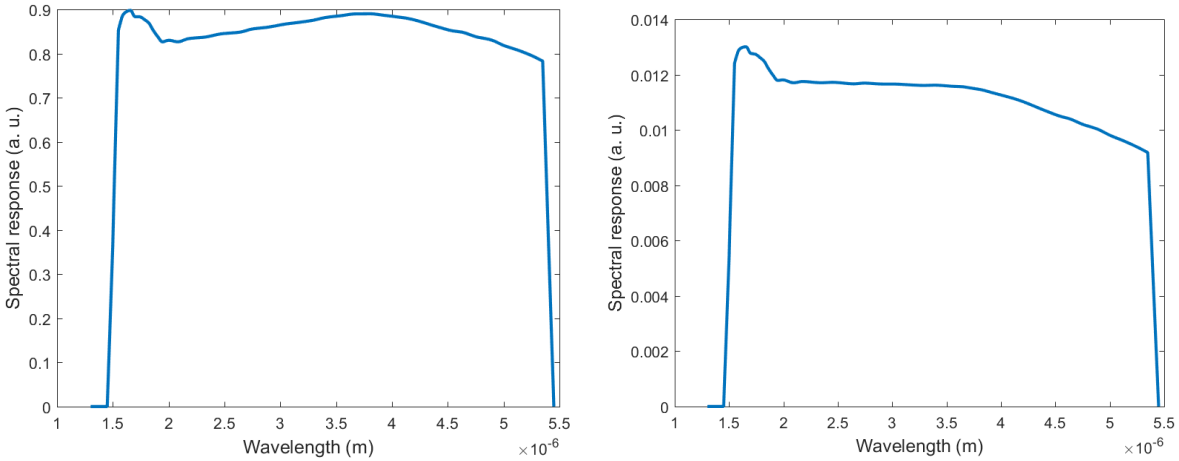


FIGURE 2.10 – Réponse spectrale du capteur de la caméra Telops sans (à gauche) et avec atténuateur (à droite).

Calibration spatiale des caméras

Afin de connaître avec précision la taille effective des pixels correspondant à la scène observée, une calibration spatiale a été réalisée. Pour ce faire, un substrat en saphir recouvert d'une peinture noire a été gravé au laser afin d'y former une mire constituée d'un quadrillage de carrés de 4 mm de côté, séparés par des traits d'une largeur de 0, 1 mm.

Comme illustré à la Figure 2.11, l'épaisseur des traits correspond à environ un à deux pixels sur l'image, ce qui conduit à une incertitude maximale d'environ quatre pixels sur une largeur d'image totale d'environ 300 pixels. L'erreur relative sur la calibration spatiale est ainsi estimée à environ 1,3 %. Cette même méthode avec cette même mire à été utilisé pour calibrer la caméra ombroscopique.

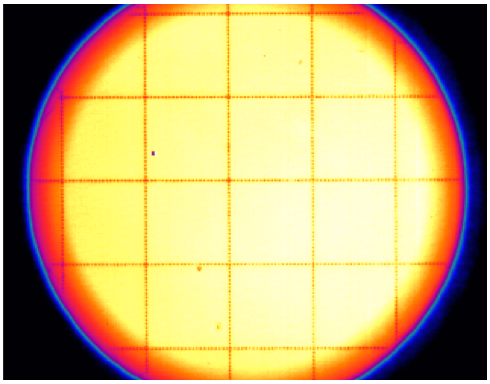


FIGURE 2.11 – Mire vue par la caméra infra-rouge. Chaque ligne est séparée par $4mm$.

2.5.1 Bruits de mesures

Les mesures réalisées avec la caméra infrarouge sont soumises à différents types de bruit, dont les deux principales composantes sont les suivantes :

Bruit de lecture

Il correspond au bruit généré par l'électronique de la caméra lors de la lecture de la charge stockée dans les pixels du capteur. Ce bruit résulte de la somme des contributions de chaque composant électronique impliqué dans la conversion et le transfert de la charge électronique de chaque pixel, permettant de convertir le signal analogique en un signal numérique. Il est possible d'évaluer ce bruit en plaçant un cache devant la caméra et en réduisant le temps d'exposition du capteur à sa valeur minimale. De la sorte, le bruit de lecture devient la source prédominante de bruit. On l'estime ainsi en fixant le temps d'exposition à environ 0,25 µs. Les DL (Digital Level) relevés sont d'environ 44. Cette valeur constitue notre **Bruit de lecture**, qui est donc un biai et sera soustrait pour chaque traitement.

Dark Current ou *courant d'obscurité*

Il résulte de la génération thermique d'électrons dans le détecteur, lesquels s'accumulent dans les pixels même en l'absence de lumière incidente. Plus le temps d'exposition est long, plus la charge issue du courant d'obscurité s'accroît. Pour cette raison, il est généralement exprimé en $e^-/pixel/s$, c'est-à-dire en nombre d'électrons générés par pixel et par seconde. Le courant d'obscurité constitue donc un signal additionnel superposé au signal utile. Dans le cas de la caméra Telops MS M1k, ce signal reste relativement faible, mais il devient non négligeable lorsque la température de la scène est modérée (inférieure ou proche de 80 °C). Il a été estimé expérimentalement en mesurant la réponse d'un corps noir pour différents temps d'exposition. Après soustraction du bruit de lecture et normalisation par le temps d'ouverture, on observe que le niveau du signal obtenu n'est pas constant mais croît avec le temps d'exposition, traduisant la contribution du courant d'obscurité. Par cette méthode, le courant d'obscurité a été estimé à environ $24\ \mathrm{DL} \cdot \mu\mathrm{s}^{-1}$, où DL désigne les niveaux numériques enregistrés par la caméra. Le courant d'obscurité est lui-même sujet à des fluctuations statistiques suivant une loi de Poisson. L'écart-type du bruit associé croît proportionnellement à la racine carrée du temps d'exposition $\sigma_{\mathrm{dark}} \propto \sqrt{t}$. Cette composante de bruit n'a pas été directement caractérisée ici, mais elle sera implicitement prise en compte dans l'évaluation du NETD et du bruit de mesure.

Rapport signal sur bruit (SNR)

La caractérisation de la caméra infrarouge peut être réalisée à partir de l'évolution de son rapport signal sur bruit (SNR). Le graphique de gauche de la Figure 2.12 montre

l'évolution du signal en fonction du temps d'intégration. Le signal mesuré croît de manière proportionnelle à la durée d'intégration. Cette droite est une fonction affine, c'est-à-dire que même pour un temps d'intégration extrêmement faible, il existe un niveau résiduel correspondant au bruit de lecture, qui n'a volontairement pas été retiré ici.

Sur le graphique de droite de la Figure 2.12, le SNR augmente avec la durée d'intégration, car le signal utile croît plus rapidement que les composantes de bruit, notamment le bruit de lecture qui n'est pas fonction du temps d'intégration. Toutefois, cette augmentation tend à se stabiliser au-delà d'une certaine durée. Cette évolution impose un compromis : un temps d'intégration trop court ne permet pas d'obtenir un signal exploitable (SNR trop faible), tandis qu'un temps trop long n'améliore plus significativement le rapport signal sur bruit.

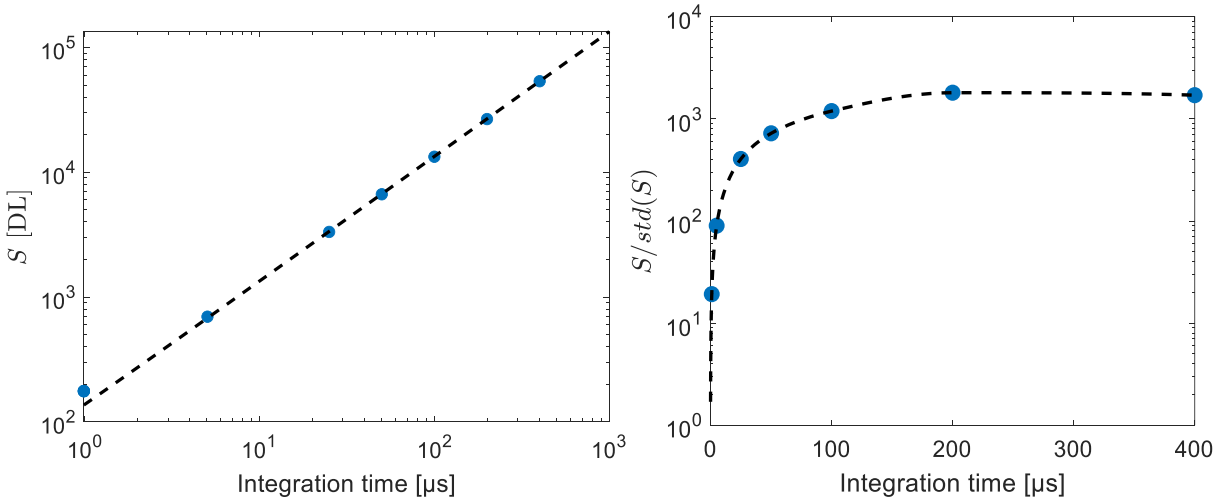


FIGURE 2.12 – À gauche, évaluation du nombre de *Digital Level* (DL), et à droite, rapport signal sur bruit en fonction du temps d'intégration pour un corps noir à 80 °C.

Noise Equivalent Temperature Difference (NETD)

Pour caractériser la sensibilité d'une caméra infrarouge, le rapport signal sur bruit ne suffit pas ; il est également pertinent de déterminer la *Noise Equivalent Temperature Difference* (NETD), après conversion du signal en température. En effet, le NETD exprime la plus petite variation de température de la scène que la caméra est capable de distinguer, compte tenu du bruit de mesure.

L'émission d'un corps noir est décrite par la loi de Planck, qui relie la luminance spectrale $L_\lambda(T)$ à la température absolue T :

$$L_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \tag{2.2}$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et k_B la constante de Boltzmann. Étant donné que la caméra possède une réponse spectrale spécifique (cf. Figure 2.10), il est possible d'intégrer la loi de Planck sur la bande spectrale considérée

afin d'estimer le flux de photons émis par le corps noir effectivement détecté par le capteur de la caméra. De façon approchée, cette intégration conduit à une loi d'évolution du signal en fonction de la température, de la forme suivante, qui peut servir de loi de calibration :

$$S(T) = \frac{A}{e^{\frac{B}{T}} - 1} \tag{2.3}$$

où A et B sont des paramètres que l'on peut déterminer à partir d'une calibration de la caméra devant un corps noir.

La réponse de la caméra en fonction de la température du corps noir est donnée sur le graphique de gauche de la Figure 2.13. Ces niveaux ont été mesurés avec des temps d'ouverture variables afin d'éviter la saturation de la caméra, qui surviendrait sinon rapidement quand la température de la paroi est augmentée. Pour faciliter la comparaison, les niveaux de signal obtenus ont été divisés par le temps d'intégration. À partir de cette courbe, il est possible d'ajuster les coefficients A et B de l'équation (2.3). On trouve alors que $A = 876\,645 \pm 72\,540$ et $B = 3190 \pm 46$. L'équation (2.3) permet de reproduire fidèlement l'évolution du signal, ce qui confirme la bonne linéarité radiométrique de la caméra, et donc son bon fonctionnement.

Le graphique de droite de la Figure 2.13 présente le rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la température. On constate que le SNR décroît avec la température, car le temps d'ouverture maximal possible avant saturation diminue lorsque la température augmente dans ces mesures qui ont été optimisées par rapport au temps d'intégration.

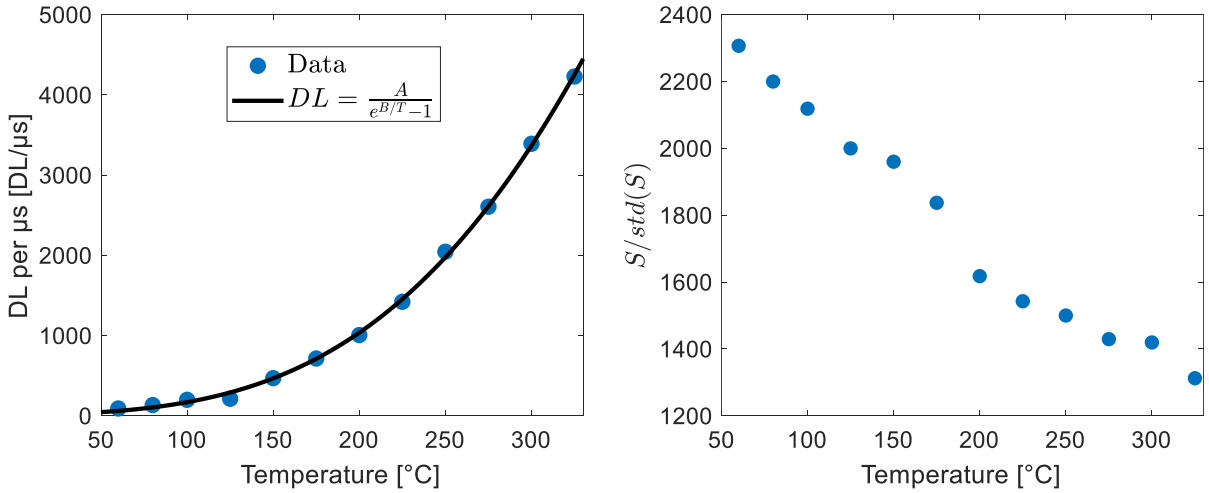


FIGURE 2.13 – À gauche, évaluation du nombre de *Digital Level* par microseconde, et à droite, rapport signal sur bruit en fonction de la température pour un temps d'intégration maximal (sans saturation). Les coefficients A et B valent respectivement $876\,645 \pm 72\,540$ et $3\,190 \pm 46$.

La sensibilité thermique du système, notée $\frac{dS}{dT}$, peut être déterminée expérimentalement à partir de la pente de la courbe représentant le signal S en fonction de la température. Le *Noise Equivalent Temperature Difference* (NETD) s'exprime alors comme :

$$\text{NETD} = \frac{\sigma_{\text{signal}}}{\frac{dS}{dT}} \tag{2.4}$$

où σ_{signal} est l'écart-type du bruit du signal mesuré.

Cette grandeur caractérise la sensibilité de la caméra : plus le NETD est faible, plus la caméra est sensible aux faibles variations de température. Le NETD a été représentée pour les cas illustrés à la figure 2.13 sur la Figure 2.14. Les valeurs obtenues, exprimées en Kelvins, sont légèrement supérieures avec celles annoncées par le fabricant de la caméra. La différence observée entre la NETD mesurée et la valeur spécifiée par le fabricant peut s'expliquer en partie par la stabilité et la précision thermique du corps noir utilisé. En effet, le système de régulation du corps noir artisanal présente de légère fluctuations de température au cours du temps (Figure 2.9), générant un bruit thermique additionnel qui se répercute sur la mesure du signal de la caméra. De plus, l'incertitude sur la relation entre les niveaux digitaux et la température (équation (2.3)) ajoute une erreur conduisant à une surestimation du NETD.

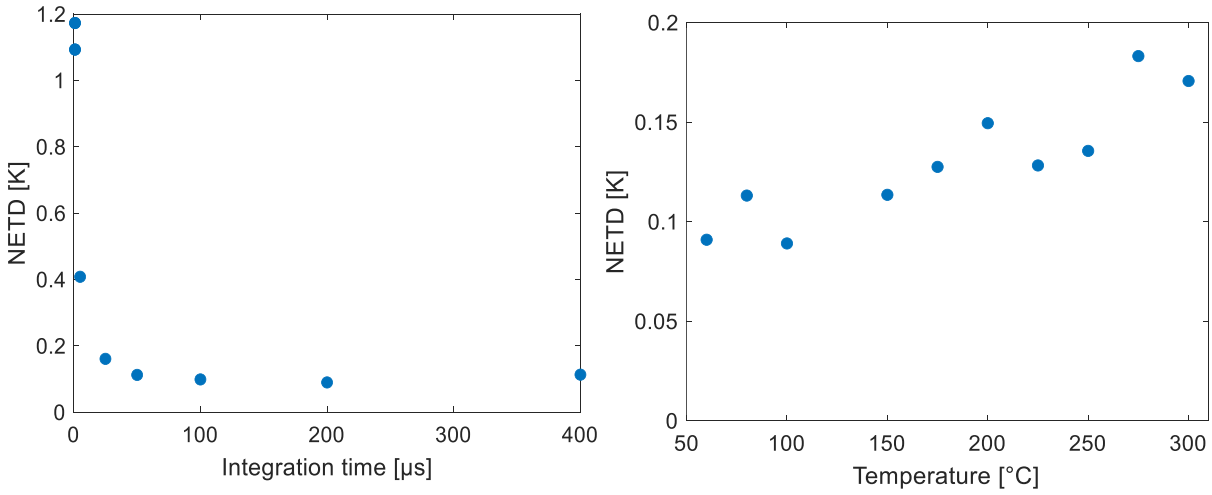


FIGURE 2.14 – À gauche, évaluation du NETD par microseconde à une température de surface de 80 °C, et à droite, en fonction de la température pour un temps d'intégration maximal (sans saturation).

Il est toutefois important de souligner que le temps d'intégration utilisé pour cette caractérisation n'est pas celui qui sera employé lors des expériences d'impact de gouttes. En effet, une cadence d'acquisition plus élevée est requise pour suivre correctement la dynamique temporelle des impacts. Par conséquent, les valeurs de NETD obtenues ici sont plus faibles que celles qui seront observées dans les expériences de gouttes. Cette différence est particulièrement marquée pour les températures modérées, inférieures à 150 °C, où la réduction du temps d'intégration nécessaire à l'augmentation de la cadence d'acquisition est plus importante que celle utilisée lors de la présente caractérisation.

Bibliographie

[1] W. Chaze, « Transferts de chaleur et de masse lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude en régime d'ébullition en film - Application de diagnostics optiques et modélisation, » fr,

[2] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet et F. Lemoine, « Spatially and temporally resolved measurements of the temperature inside droplets impinging on a hot solid surface, » en, *Experiments in Fluids*, t. 58, n° 8, p. 96, 2017, Number : 8, ISSN : 0723-4864, 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-017-2375-1

[3] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, J.-F. Pierson, F. Lemoine et D. Maillet, « Heat fexperimental lux reconstruction by inversion of infrared temperature measurements – Application to the impact of a droplet in the film boiling regime, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 128, p. 469-478, 2019, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.069

[4] G. Castanet, W. Chaze, O. Caballina, R. Collignon et F. Lemoine, « Transient evolution of the heat transfer and the vapor film thickness at the drop impact in the regime of film boiling, » en, *Physics of Fluids*, t. 30, n° 12, p. 122 109, 2018, Number : 12, ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : 10.1063/1.5059388

[5] G. Castanet, O. Caballina, W. Chaze, R. Collignon et F. Lemoine, « The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 160, p. 120 126, 2020, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120126

[6] M. Piasecka, « Heat transfer mechanism, pressure drop and flow patterns during FC-72 flow boiling in horizontal and vertical minichannels with enhanced walls, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 66, p. 472-488, 2013, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.07.046

[7] J. Jung, J. Kim, H. Lee et S. J. Kim, « Measurement of phase distributions on the surface in subcooled pool boiling of FC-72, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 115, p. 62-72, 2017, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.07.026

[8] T. Zhang, J. L. Alvarado, J. Muthusamy, A. Kanjirakat et R. Sadr, « Heat transfer characteristics of double, triple and hexagonally-arranged droplet train impingement arrays, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 110, p. 562-575, 2017, ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.009

[9] J. Jung, S. Jeong et H. Kim, « Investigation of single-droplet/wall collision heat transfer characteristics using infrared thermometry, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 92, p. 774-783, 2016, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.050

[10] J. Park et H. Kim, « An experimental investigation on dynamics and heat transfer associated with a single droplet impacting on a hot surface above the Leidenfrost point temperature, » en, *Kerntechnik*, t. 81, n° 3, p. 233-243, 2016, Publisher : De Gruyter, ISSN : 2195-8580. DOI : 10.3139/124.110742

[11] A. L. Karchevsky, V. V. Cheverda, I. V. Marchuk, T. G. Gigola, V. S. Sulyaeva et O. A. Kabov, « Heat Flux Density Evaluation in the Region of Contact Line of Drop on a Sapphire Surface Using Infrared Thermography Measurements, » en, *Microgravity Science and Technology*, t. 33, n° 4, p. 53, 2021, Number : 4, ISSN : 0938-0108, 1875-0494. DOI : 10.1007/s12217-021-09892-6

[12] E. R. Dobrovinskaya, L. A. Lytvynov et V. Pishchik, « Properties of Sapphire, » en, in *Sapphire*, Book Authors : _ :n585, Boston, MA : Springer US, 2009, p. 55-176, ISBN : 978-0-387-85694-0 978-0-387-85695-7. DOI : 10.1007/978-0-387-85695-7_2

[13] « Thermal conductivity of rare-earth scandates in comparison to other oxidic substrate crystals, » en-US, *Journal of Alloys and Compounds*, t. 738, p. 415-421, 2018, Publisher : Elsevier, ISSN : 0925-8388. DOI : 10.1016/j.jallcom.2017.12.172

[14] Z. Cheng et al., « Thermal conductance across harmonic-matched epitaxial Al-sapphire heterointerfaces, » en, *Communications Physics*, t. 3, n° 1, p. 1-8, 2020, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2399-3650. DOI : 10.1038/s42005-020-0383-6

[15] T. Vodenitcharova et al., « The effect of anisotropy on the deformation and fracture of sapphire wafers subjected to thermal shocks, » *Journal of Materials Processing Technology*, t. 194, n° 1, p. 52-62, 2007, ISSN : 0924-0136. DOI : 10.1016/j.jmatprotec.2007.03.125

[16] Y. S. Touloukian, « Thermal conductivity, nonmetallic solids, » *Thermophys. Properties of Matter.*, p. 183-193, 1970.

[17] G. K. White et M. L. Minges, « Thermophysical properties of some key solids : An update, » en, *International Journal of Thermophysics*, t. 18, n° 5, p. 1269-1327, 1997, ISSN : 1572-9567. DOI : 10.1007/BF02575261

[18] J. F. Shackelford et W. Alexander, éd., *CRC Materials Science and Engineering Handbook*, 3e éd. Boca Raton : CRC Press, 2000, ISBN : 978-0-429-11786-2. DOI : 10.1201/9781420038408

[19] https ://global.kyocera.com/, *kyocera*.

[20] D. G. Cahill, S.-M. Lee et T. I. Selinder, « Thermal conductivity of -Al2O3 and -Al2O3 wear-resistant coatings, » *Journal of Applied Physics*, t. 83, n° 11, p. 5783-5786, 1998, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.367500

[21] G. A. Slack, « Thermal Conductivity of MgO, Al2O3, MgAl2O4, and Fe3O4 Crystals from 3 to 300K, » *Physical Review*, t. 126, n° 2, p. 427-441, 1962, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRev.126.427

[22] B. Dongre, J. Carrete, N. Mingo et G. K. H. Madsen, « Ab initio lattice thermal conductivity of bulk and thin-film -AI2O3, » en, *MRS Communications*, t. 8, n° 3, p. 1119-1123, 2018, ISSN : 2159-6867. DOI : 10.1557/mrc.2018.161

[23] A. M. Hofmeister, « Thermal diffusivity and thermal conductivity of single-crystal MgO and Al2O3 and related compounds as a function of temperature, » en, *Physics and Chemistry of Minerals*, t. 41, n° 5, p. 361-371, 2014, ISSN : 1432-2021. DOI : 10.1007/s00269-014-0655-3

[24] M. K. Samani et al., « Thermal conductivity of titanium aluminum silicon nitride coatings deposited by lateral rotating cathode arc, » *Thin Solid Films*, t. 537, p. 108-112, 2013, ISSN : 0040-6090. DOI : 10.1016/j.tsf.2013.04.029

[25] D. Orejon et al., « Ambient-mediated wetting on smooth surfaces, » en, *Advances in Colloid and Interface Science*, t. 324, p. 103 075, 2024, ISSN : 00018686. DOI : 10.1016/j.cis.2023.103075

[26] Z. Liu, Y. Song, A. Rajappan, E. N. Wang et D. J. Preston, « Temporal Evolution of Surface Contamination under Ultra-high Vacuum, » en, *Langmuir*, t. 38, n° 3, p. 1252-1258, 2022, ISSN : 0743-7463, 1520-5827. DOI : 10.1021/acs.langmuir.1c03062

Chapitre 3

Modélisation du transfert de chaleur dans le saphir et résolution du problème inverse associé

L'imagerie infrarouge permet, grâce au dépôt émissif de TiAlN, d'obtenir des cartes de niveaux digitaux à la surface du dépôt lors de l'impact de la goutte. Ces cartes peuvent ensuite être converties en champs de température à l'aide de différentes méthodes de calibration, présentées dans le Chapitre 4. Si l'analyse de la température fournit déjà de précieuses informations sur le comportement thermique du système, l'enjeu principal réside dans la quantification de l'échange de chaleur entre le liquide et la paroi, représenté par la densité de flux thermique. La détermination de ce flux à la surface du saphir repose sur la résolution d'un problème inverse de conduction thermique. Un tel problème consiste à remonter aux causes d'un phénomène — ici, le flux de chaleur — à partir de ses effets mesurés, c'est-à-dire les variations de température observées en surface.

Ce chapitre a donc pour objectif de présenter en détail la méthode employée pour la détermination du flux thermique, d'en décrire la résolution mathématique ainsi que son implémentation numérique, avant de procéder à sa validation numérique et expérimentale.

3.1 Résolution d'un problème inverse de conduction thermique

L'équation de la chaleur, décrit l'évolution spatio-temporelle de la température dans un milieu conducteur. Elle reflète la diffusion de la chaleur en fonction des propriétés thermophysiques du matériau comme sa conductivité thermique K, sa capacité calorifique C et sa densité ρ^S. Dans le cadre de cette étude, l'équation de la chaleur est considérée en coordonnées cartésiennes, en régime transitoire (dépendant du temps), sans terme source de chaleur interne et avec des propriétés thermiques des matériaux considéré comme constante. Cette formulation, qui se réduit à l'équation de diffusion classique, permet de modéliser la propagation de la température au sein du système étudié, sous l'effet unique de la conduction thermique.

$$K\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)=\rho^S\, C\frac{\partial T}{\partial t} \tag{3.1}$$

Les conditions aux limites du problèmes sont : un flux (que l'on recherche) est imposé

sur la face supérieure du saphir par l'impact de la goutte, tandis qu'un flux thermique nul est imposé sur sa face inférieure. Sur les faces latérales, une température constante est imposée ce qui est compatible avec la configuration expérimentale où le saphir est inséré dans le bloc en acier. (Voir Figure 3.1)

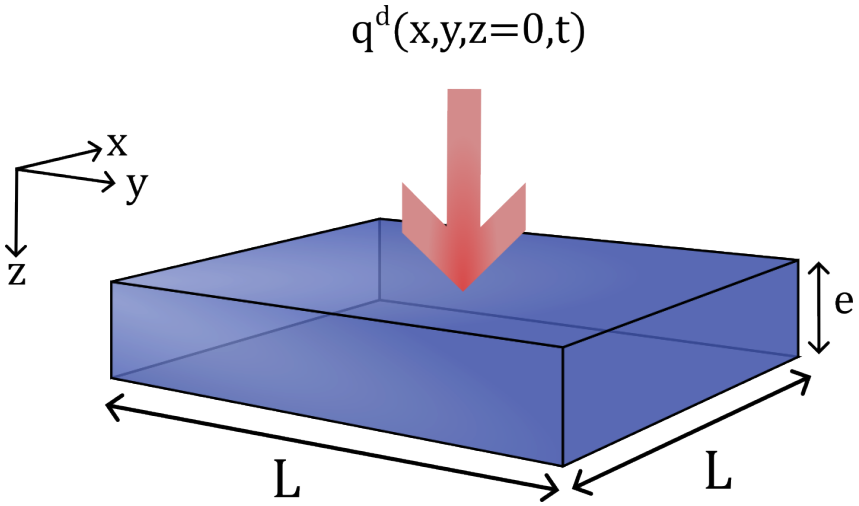


FIGURE 3.1 – Schéma d'illustration de la géométrie considérée .

3.1.1 Méthodes de résolution et de régularisation

La reconstruction du flux thermique à partir de mesures de température en surface peut être abordée par différentes approches, chacune présentant des avantages et des limites selon la complexité du problème et les contraintes expérimentales. Lors de la résolution d'un problème inverse, une difficulté majeure réside dans le fait que ce type de problème est souvent **mal posé** au sens de Hadamard. Un problème est dit **bien posé** lorsqu'il satisfait trois conditions fondamentales : l'existence d'une solution, son unicité et sa stabilité vis-à-vis des données d'entrée. Autrement dit, une petite variation dans les mesures ne doit pas induire une grande variation dans la solution. À l'inverse, un **problème mal posé** ne respecte pas au moins une de ces conditions. Dans le cas du problème inverse de conduction thermique qui nous intéresse ici, la relation entre température mesurée et flux imposé est particulièrement sensible au bruit expérimental : de faibles incertitudes sur la température peuvent engendrer de fortes erreurs sur le flux reconstruit. Pour pallier cette instabilité, il est souvent nécessaire d'introduire des techniques de **régularisation** dans la méthode de résolution.

Méthodes de résolution

Les **méthodes analytiques** offrent une solution exacte pour des cas simples, tels que la conduction unidimensionnelle en régime permanent ou transitoire. Leur simplicité de mise en œuvre et leur rapidité de calcul en font un outil précieux pour des géométries et conditions aux limites idéales, mais leur applicabilité reste limitée aux configurations les plus élémentaires.

Les **méthodes numériques**, telles que celles basées sur des solveurs de type *COMSOL Multiphysics*, permettent de traiter des géométries et des conditions aux limites plus complexes. Cependant, leur utilisation nécessite des ressources de calcul importantes et

des temps de simulation souvent prohibitifs pour des applications en temps réel ou des études paramétriques étendues.

Les **méthodes itératives** (ou d'optimisation) reposent sur la résolution répétée du problème direct, suivie d'une comparaison entre les températures simulées et les mesures expérimentales (ici, issues de la caméra infrarouge). Le flux est ensuite ajusté de manière itérative jusqu'à convergence. Bien que robustes, ces méthodes peuvent être coûteuses en temps de calcul et sensibles à l'initialisation.

Les **méthodes fondées sur l'apprentissage automatique** (réseaux de neurones, machines à vecteurs de support...) permettent de prédire le flux thermique à partir de cartes de température, en s'appuyant sur un entraînement préalable à partir de données simulées ou expérimentales. Leur principal atout réside dans leur capacité à gérer des géométries complexes et des données bruitées. En revanche, elles nécessitent un volume important de données d'entraînement et une validation rigoureuse pour garantir la généralisation des résultats.

Enfin, les **méthodes intégrales**, utilisant des transformées de Laplace ou de Fourier, relient les grandeurs physiques dans le domaine fréquentiel ou spatial. La solution inverse est alors obtenue par inversion analytique ou numérique de ces transformées. Ces méthodes sont particulièrement adaptées aux géométries relativement simples et offrent l'avantage d'une solution analytique, rapide et peu coûteuse en ressources de calcul. Leur sensibilité au bruit expérimental peut cependant limiter leur application à des données réelles.

Dans le cadre de cette étude, le choix s'est porté sur une méthode intégrale utilisant une double transformée en sinus et une transformée en Laplace, en raison de la géométrie simple du système étudié, de la robustesse de l'approche analytique et de sa rapidité de mise en œuvre. Cette méthode permet en effet d'obtenir une estimation du flux thermique de manière efficace, tout en limitant les coûts de calcul et les temps de traitement.

Régularisation

La résolution des problèmes inverses de conduction thermique est souvent confrontée à leur caractère mal posé. Elle est donc souvent couplée à des méthodes de régularisation pour stabiliser la solution en présence de bruit. Parmi les plus courantes, on peut citer les approches de Tikhonov, bayésienne et des temps futurs.

La **régularisation de Tikhonov** consiste à ajouter un terme de pénalité à la fonction objectif, afin de favoriser des solutions « lisses » ou conformes à une norme mathématique donnée. La fonction à minimiser s'écrit généralement :

$$J(q'') = ||T_{mesure} - T_{simule}(q'')||^2 + \varsigma ||q''||^2$$

où q'' représente le flux thermique à estimer, ς est le paramètre de régularisation qui pénalise les variations brutales du flux. Le choix du paramètre de régularisation est crucial : un ς trop faible ne régularise pas suffisamment, tandis qu'un ς trop élevé lisse excessivement la solution.

L'approche **bayésienne** considère le problème inverse comme un problème d'inférence statistique. Le flux q'' est traité comme une variable aléatoire, dont la distribution a priori est mise à jour à partir des données mesurées pour obtenir une distribution a posteriori. La solution est alors donnée par l'espérance de cette distribution a posteriori.

La **régularisation par temps futur** exploite la nature causale de la diffusion thermique : la température à un instant donné dépend des flux antérieurs. La régularisation par temps futur consiste à filtrer le signal de température en utilisant des mesures de température à des instants postérieurs pour stabiliser l'estimation du flux à l'instant présent.

En pratique, cela revient à résoudre le problème inverse sur un horizon temporel glissant, en intégrant des données futures dans la fonction coût.

Même si il est fortement conseillé d'appliquer au moins une régularisation dans le cadre de la résolution d'un problème inverse, aucune n'est appliquée dans le problème qui concerne notre étude. En effet, le dépôt de TiAlN est très fin $e < 2$ µm, il peut être négligé thermiquement. Dans ce contexte, le problème est **bien posé** et comme il le sera démontré dans la Section 3.4 dédiée à la validation de la méthode résolution, le modèle est suffisamment robuste pour ne pas nécessiter de régularisation.

3.1.2 Outils mathématiques utilisés

L'approche proposée ici est essentiellement la même que celle présentée par Chaze *et al.* [1] qui ont étudié l'impact des gouttes dans le régime d'ébullition en film. Dans leur étude, la méthode a été appliquée sous l'hypothèse d'un transfert de chaleur bidimensionnel axisymétrique. Dans les régimes que nous allons observé, bien que la distribution de température soit toujours axisymétrique à l'instant initial de l'impact, cette symétrie ne se maintient généralement pas pendant toute la durée du contact. Les instabilités au bord de la goutte, la fragmentation du liquide ou encore les phénomènes d'ébullition sont autant de processus susceptibles de rompre facilement cette symétrie. Pour traiter de tels cas, il est nécessaire de considérer une distribution tridimensionnelle de la température et du flux de chaleur. La méthode présentée ci-dessous constitue donc une généralisation de celle développée par Chaze *et al.*. Pour appréhender ce problème 3D instationnaire, une transformée de Laplace et une double transformée en sinus sont utilisées.

Transformée de Laplace

La transformée de Laplace est un outil mathématique qui permet de transformer une fonction du temps $f(t)$ (définie pour $t \geq 0$) en une fonction de la variable complexe p, notée $F(p)$. Elle est définie par l'intégrale suivante :

$$F(p) = \mathcal{L}(f(t)) = \int_0^\infty f(t)\, e^{(-p\,t)}\, \mathrm{d}t$$

Pour les signaux discrets, on remplace l'intégrale par une somme infinie : c'est la transformée en Z dont la transformée inverse s'écrit :

$$x[n] = \mathcal{Z}^{-1}\{X(z)\} = \frac{1}{2\pi j} \int X(z) z^{n-1}\, \mathrm{d}z$$

Transformée en sinus

La transformée en sinus continue (ou *Fourier Sine Transform*) permet de décomposer une fonction continue $f(t)$, définie pour $t \geq 0$, en une somme pondérée de fonctions sinus de fréquences différentes. Elle est définie par :

$$F(\omega) = \int_0^\infty f(t)\, \sin(\omega t)\, \mathrm{d}t,$$

et sa transformée inverse s'écrit :

$$f(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty F(\omega)\, \sin(\omega t)\, \mathrm{d}\omega$$

Dans le cas d'un domaine fini $0 \leq t \leq L$, cette décomposition devient discrète et conduit à une **série de Fourier en sinus**, dont les coefficients sont donnés par :

$$F_k = \int_0^L f(t) \sin\left(\frac{k\pi t}{L}\right) \mathrm{d}t, \quad k = 1, 2, 3, \ldots$$

Transformée en sinus discrète (DST)

La transformée en sinus discrète (DST) est la version numérique de cette décomposition. Elle exprime une séquence finie de données (généralement un signal échantillonné) comme une somme de fonctions sinus discrètes. Elle est particulièrement adaptée à l'analyse de signaux satisfaisant des conditions aux limites nulles (signal nul aux extrémités).

Il existe plusieurs variantes (DST-I, DST-II, DST-III, DST-IV), correspondant à des conditions aux limites et des normalisations légèrement différentes. Pour une séquence $x_0, x_1, \ldots, x_{N-1}$, la **DST-III** est définie par :

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \sin\left[\frac{\pi\,(n+\frac{1}{2})(k+1)}{N}\right], \quad k = 0, 1, \ldots, N-1$$

Transformée inverse

La transformée inverse correspondante s'écrit :

$$x_n = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_k \sin\left[\frac{\pi\,(n+\frac{1}{2})(k+1)}{N}\right], \quad n = 0, 1, \ldots, N-1$$

3.2 Résolution mathématique du problème inverse

Dans cette partie, nous abordons la résolution mathématique du problème de conduction thermique dans le saphir, avec pour objectif de déterminer le flux thermique à la surface ainsi que le profil de température en profondeur, en nous basant uniquement sur la connaissance de la température mesurée à la surface où la goutte impose un flux thermique lors de l'impact. La température dans la profondeur du saphir sera un élément nécessaire au développement du Chapitre 4. L'équation de la chaleur à résoudre est la suivante en coordonnées cartésiennes :

$$K\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = \rho^S\, C \frac{\partial T}{\partial t} \tag{3.2}$$

associée à la condition initial

$$T(x, y, z, t = 0) = T^{SS}, \tag{3.3}$$

avec T^{SS} la solution stationnaire du problème avant l'impact de la goutte et comme conditions aux limites

$$T(x = 0, y, z, t) = T_{support} \tag{3.4}$$

$$T(x = L_x, y, z, t) = T_{support} \tag{3.5}$$

$$T(x, y = 0, z, t) = T_{support} \tag{3.6}$$
$$T(x, y = L_y, z, t) = T_{support} \tag{3.7}$$

Les conditions aux limites en $z = 0$ et $z = e$ sont :

-En $z = 0$, la goutte impose un flux thermique q^d lors de l'impact qui est à déterminer :

$$-K \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} = q^d(x, y, z = 0, t) \tag{3.8}$$

-En $z = e$, une condition de flux nul est considérée avec :

$$-K \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=e} = 0 \tag{3.9}$$

Application du principe de superposition

La température réduite θ est introduite en considérant :

$$\theta(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) - T^{SS}(x, y, z) \tag{3.10}$$

avec $\theta(x, y, z, t)$ correspondant à la partie instationnaire. L'équation de la chaleur devient :

$$\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}\right) = \frac{1}{a}\frac{\partial\theta}{\partial t} \tag{3.11}$$

avec a la diffusivité thermique et les conditions aux limites deviennent :

$$\theta(x = 0, y, z, t) = 0 \tag{3.12}$$
$$\theta(x = L_x, y, z, t) = 0 \tag{3.13}$$
$$\theta(x, y = 0, z, t) = 0 \tag{3.14}$$
$$\theta(x, y = L_y, z, t) = 0 \tag{3.15}$$

$$-K \left.\frac{\partial\theta}{\partial z}\right|_{z=0} = \phi(x, y, t) = q^d(x, y, t) \tag{3.16}$$
$$-K \left.\frac{\partial\theta}{\partial z}\right|_{z=e} = 0 \tag{3.17}$$

Transformée de Laplace en temps

$$\hat{\theta}(x, y, z, p) = \mathcal{L}(\theta) = \int_0^\infty \theta(x, y, z, t)\, e^{(-p\,t)}\, \mathrm{d}t \tag{3.18}$$

En appliquant la transformée de Laplace à l'équation 3.11, on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial z^2} &= \mathcal{L}\left(\frac{1}{a}\frac{\partial\theta}{\partial t}\right) \\ &= \frac{1}{a}\int_0^\infty \frac{\partial\theta}{\partial t}\, e^{(-p\,t)}\, \mathrm{d}t \\ &= \frac{1}{a}\left(\left[\theta\, e^{-pt}\right]_0^\infty - (-p)\int_0^\infty \theta\, e^{(-p\,t)}\, \mathrm{d}t\right)\end{aligned} \tag{3.19}$$

Finalement, l'expression finale s'écrit :

$$\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial z^2}=\frac{p}{a}\hat{\theta} \tag{3.20}$$

et les conditions aux limites deviennent :

$$\hat{\theta}(x=0,y,z,p)=0 \tag{3.21}$$

$$\hat{\theta}(x=L_x,y,z,p)=0 \tag{3.22}$$

$$\hat{\theta}(x,y=0,z,p)=0 \tag{3.23}$$

$$\hat{\theta}(x,y=L_y,z,p)=0 \tag{3.24}$$

$$-K\left.\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial z}\right|_{z=0}=\hat{\phi}(x,y,p)=\hat{q}^d(x,y,p) \tag{3.25}$$

$$-K\left.\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial z}\right|_{z=e}=0 \tag{3.26}$$

Séparation des variables

En supposant que

$$\hat{\theta}(x,y,z,p)=X(x)\,Y(y)\,Z(z,p) \tag{3.27}$$

l'équation 3.20 devient

$$\frac{1}{X}\frac{\mathrm{d}^2X}{\mathrm{d}x^2}+\frac{1}{Y}\frac{\mathrm{d}^2Y}{\mathrm{d}y^2}+\frac{1}{Z}\frac{\partial^2Z}{\partial x^2}=\frac{p}{a} \tag{3.28}$$

Chaque partie de l'équation ne dépendant que d'une seule variable, chacune de ces parties ne peut être qu'égale à une constante :

$$\frac{\mathrm{d}^2X}{\mathrm{d}x^2}=-\alpha^2X \tag{3.29}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2Y}{\mathrm{d}y^2}=-\beta^2Y \tag{3.30}$$

$$\frac{\partial^2Z}{\partial z^2}=\zeta^2Z \tag{3.31}$$

Pour satisfaire l'équation 3.28, il faut que :

$$-\alpha^2-\beta^2+\zeta^2=\frac{p}{a} \tag{3.32}$$

La solution des équations 3.29 et 3.30 peuvent se mettre sous la forme :

$$X(x)=X_1\ \cos(\alpha\ x)+X_2\ \sin(\alpha\ x) \tag{3.33}$$

$$Y(y)=Y_1\ \cos(\beta\ y)+Y_2\ \sin(\beta\ y) \tag{3.34}$$

Résolutions des équations séparées et séries de Fourier

D'après les conditions aux limites 3.21 et 3.22, l'équation 3.33 peut se résoudre avec : $X(0)=0=X_1$ et $X(L_x)=0=X_2\sin(L_x\alpha)$. Ainsi, $\alpha_i=\frac{i\pi}{L_x}$
De même avec les conditions aux limites 3.23 et 3.24, l'équation 3.34 peut se résoudre avec : $Y(0)=0=Y_1$ et $Y(L_y)=0=Y_2\sin(L_y\beta)$. Ainsi, $\beta_j=\frac{j\pi}{L_y}$

Résolution de l'équation de la chaleur

Le champ de température en fonction des modes n et m dans le domaine de Laplace peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$\hat{\theta}_{n\,m}(z,p) = \int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\int_0^{\infty} T(x,y,z,t)e^{-pt}\mathrm{d}t\,\sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x \tag{3.35}$$

et l'équation de la chaleur devient :

$$\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\left[\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial z^2} = \frac{p}{a}\hat{\theta}\right]\sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x \tag{3.36}$$

En décomposant le calcul pour chaque partie, on a :

$$\begin{aligned}
&\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\frac{p}{a}\hat{\theta}\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x = \frac{p}{a}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\hat{\theta}\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\frac{p}{a}\hat{\theta}\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x = \frac{p}{a}\hat{\theta}_{n\,m}(z,p)
\end{aligned} \tag{3.37}$$

,

$$\begin{aligned}
&\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial z^2}\,\sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\hat{\theta}\,\sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x\\
&\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial z^2}\,\sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x = \frac{\partial^2\hat{\theta}_{n\,m}(z,p)}{\partial z^2}
\end{aligned} \tag{3.38}$$

et enfin

$$
\begin{aligned}
&\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\left[\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2}\right]\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&=\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\left[\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial x^2}\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\,\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\right]\\
&\qquad\qquad+\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\left[\frac{\partial^2\hat{\theta}}{\partial y^2}\,\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\right]\\
&=\int_0^{L_y}\left(\left[\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial x}\sin(\alpha_n\,x)\right]_0^{L_x}-\alpha_n\int_0^{L_x}\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial x}\cos(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\right)\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\\
&\qquad\qquad+\int_0^{L_x}\left(\left[\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial y}\sin(\beta_m\,y)\right]_0^{L_y}-\beta_m\int_0^{L_y}\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial y}\cos(\beta_m\,x)\mathrm{d}y\right)\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&=\int_0^{L_y}\left(\left[\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial x}\sin(\alpha_n\,x)-\alpha_n^2\hat{\theta}\sin(\alpha_n\,x)\right]_0^{L_x}-\alpha_n^2\int_0^{L_x}\hat{\theta}\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\right)\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\\
&\qquad\qquad+\int_0^{L_x}\left(\left[\frac{\partial\hat{\theta}}{\partial y}\sin(\beta_m\,y)-\beta_m^2\hat{\theta}\sin(\beta_m\,y)\right]_0^{L_y}\right.\\
&\qquad\qquad\left.-\beta_m^2\int_0^{L_y}\hat{\theta}\sin(\beta m\,y)\mathrm{d}y\right)\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&=\int_0^{L_y}\left(\left[0-\alpha_n^2 0\right]_0^{L_x}-\alpha_n^2\int_0^{L_x}\hat{\theta}\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\right)\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\\
&\qquad\qquad+\int_0^{L_x}\left(\left[0-\beta_m^2 0\right]_0^{L_y}-c\int_0^{L_y}\hat{\theta}\sin(\beta m\,y)\mathrm{d}y\right)\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&=-\alpha_n^2\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\hat{\theta}\,\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x-\beta_m^2\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\hat{\theta}\,\sin(\beta_m\,y)\mathrm{d}y\,\sin(\alpha_n\,x)\mathrm{d}x\\
&=-\alpha_n^2\hat{\theta}_{nm}-\beta_m^2\hat{\theta}_{nm}
\end{aligned}
$$

finalement,

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2\hat{\theta}_{nm}}{\mathrm{d}z^2}-\alpha_n^2\hat{\theta}_{nm}-\beta_m^2\hat{\theta}_{nm}&=\frac{p}{a}\hat{\theta}_{nm}\\
\frac{\mathrm{d}^2\hat{\theta}_{nm}}{\mathrm{d}z^2}-\gamma_{nm}^2\hat{\theta}_{nm}&=0
\end{aligned}
\tag{3.39}
$$

avec

$$
\gamma_{nm}^2=\frac{p}{a}+\alpha_n^2+\beta_m^2 \tag{3.40}
$$

Il est possible de faire le même calcul pour le flux :

$$
-K\,\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial z}\bigg|_{z=0}=q^d(x,y,z=0,t)
$$

qui devient

$$\begin{aligned}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\int_0^{\infty} -K\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial z}\bigg|_{z=0} e^{-pt}\mathrm{d}t\ \sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\ \sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x \\ = \int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\int_0^{\infty} q^d(x,y,z=0,t)e^{-pt}\mathrm{d}t\ \sin(\beta_{nm}\,y)\mathrm{d}y\ \sin(\alpha_{nm}\,x)\mathrm{d}x\end{aligned} \tag{3.41}$$

$$-K\,\frac{\partial\hat{\theta}_{nm}(z,p)}{\partial z}\bigg|_{z=0} = \hat{q}^d_{nm}(z=0,p) \tag{3.42}$$

en repartant de l'équation 3.39, on peut calculer le discriminant et résoudre l'équation :

$$\Delta = 4\gamma_{nm}^2$$

soit

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = A\,e^{-\gamma_{nm}\,z} + B\,e^{\gamma_{nm}\,z} \tag{3.43}$$

or, $e^x = \cosh(x) + \sinh(x)$ donc :

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = A\cosh(\gamma_{nm}\,z) - A\sinh(\gamma_{nm}\,z) + B\cosh(\gamma_{nm}\,z) + B\sinh(\gamma_{nm}\,z)$$

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = P_1\cosh(\gamma_{nm}\,z) + P_2\sinh(\gamma_{nm}\,z) \tag{3.44}$$

Déterminations des constantes

En dérivant pour avoir le flux

$$\frac{\hat{\theta}_{nm}(z,p)}{\mathrm{d}z} = -\gamma_{nm}P_1\sinh(\gamma_{nm}\,z) - \gamma_{nm}P_2\cosh(\gamma_{nm}\,z)$$

En partant des conditions aux limites sur le flux

$$\begin{aligned}\hat{q}^d_{nm}(z=0,p) &= -K\,\frac{\partial\hat{\theta}_{nm}(z,p)}{\partial z}\bigg|_{z=0} \\ \hat{q}^d_{nm}(z=0,p) &= -KP2\gamma_{nm} \\ P_2 &= \frac{\hat{q}^d_{nm}(z=0,p)}{K\gamma_{nm}}\end{aligned} \tag{3.45}$$

pour la suite, $\hat{q}^d_{nm}(z=0,p)$ devient $\hat{q}_{nm}$ pour simplifier l'écriture
et

$$-K\,\frac{\partial\hat{\theta}_{nm}(z,p)}{\partial z}\bigg|_{z=e} = 0$$

$$\begin{aligned}0 &= -K\gamma_{nm}P_1\sinh(\gamma_{nm}\,e) - K\gamma_{nm}P_2\cosh(\gamma_{nm}\,e) \\ &= -K\gamma_{nm}P_1\sinh(\gamma_{nm}\,e) - K\gamma_{nm}\frac{\hat{q}^d_{nm}(z=0,p)}{K\gamma_{nm}}\cosh(\gamma_{nm}\,e)\end{aligned}$$

donc

$$P_1 = \frac{\hat{q}_{nm}\cosh(\gamma_{nm}e)}{K\gamma_{nm}\sinh(\gamma_{nm}e)} \tag{3.46}$$

Détermination du flux à la surface en fonction de la température à la surface

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = \frac{\hat{q}_{nm}\cosh(\gamma_{nm}z)}{K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)} - \frac{\hat{q}_{nm}\sinh(\gamma_{nm}z)}{K\gamma_{nm}} \tag{3.47}$$

$$\hat{\phi}_{nm}(z,p) = -\frac{\hat{q}_{nm}\sinh(\gamma_{nm}z)}{\tanh(\gamma_{nm}e)} + \hat{q}_{nm}\cosh(\gamma_{nm}z) \tag{3.48}$$

Finalement,

$$\hat{\theta}_{nm}(z=0,p) = \frac{\hat{q}_{nm}}{K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)}$$

soit

$$\hat{q}_{nm} = K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)\hat{\theta}_{nm}(z=0,p) \tag{3.49}$$

On posera $\hat{Z}^{flux}_{nm} = K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)$ la matrice d'impédance qui nous permet de passer de la température en surface au flux.

$$\hat{q}_{nm} = \hat{Z}^{flux}_{nm} \;\; \hat{\theta}_{nm}(z=0,p) \tag{3.50}$$

Détermination de la température en z en fonction de la température à la surface

Nous avons maintenant une relation analytique entre le flux à la paroi et la température à la paroi. En repartant de l'équation 3.47, il est possible d'estimer la température à n'importe quelle profondeur dans le saphir :

$$\begin{aligned}
&\hat{\theta}_{nm}(z,p) \\
&= \frac{\hat{\theta}_{nm}(z=0,p)K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)\cosh(\gamma_{nm}z)}{K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)} - \frac{\hat{\theta}_{nm}(z=0,p)K\gamma_{nm}\tanh(\gamma_{nm}e)\sinh(\gamma_{nm}z)}{K\gamma_{nm}} \\
&= \hat{\theta}_{nm}(z=0,p)\cosh(\gamma_{nm}z) - \hat{\theta}_{nm}(z=0,p)\tanh(\gamma_{nm}e)\sinh(\gamma_{nm}z)
\end{aligned}$$

soit,

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = \hat{\theta}_{nm}(z=0,p)(\cosh(\gamma_{nm}z) - \tanh(\gamma_{nm}e)\sinh(\gamma_{nm}z)) \tag{3.51}$$

De la même façon, on posera $\hat{Z}^{Temp}_{nm} = \cosh(\gamma_{nm}z) - \tanh(\gamma_{nm}e)\sinh(\gamma_{nm}z)$ la matrice de transmittance qui nous permet de passer de la température en surface à la température en z.

$$\hat{\theta}_{nm}(z,p) = \hat{Z}^{Temp}_{nm} \;\; \hat{\theta}_{nm}(z=0,p) \tag{3.52}$$

3.3 Implémention numérique

Les deux expressions finales qui nous intéressent pour calculer la température en z (équation 3.52) et le flux imposé par la goutte (équation 3.50) sont des expressions dans le domaine de Laplace et en double transformée de sinus. Pour revenir dans le domaine réel (en temps et en espace) il est nécessaire de faire une transformée inverse de Laplace et une double transformée inverse en sinus des résultats issus des deux équations précédentes.

3.3.1 Transformation en sinus

Bien que la régularisation ne soit pas strictement nécessaire pour garantir l'existence d'une solution, un filtrage peut néanmoins être bénéfique pour limiter la propagation du bruit haute fréquence et améliorer la robustesse numérique. En pratique la procédure de reconstruction repose sur une transformation sinus discret rapide (FDST), calculée à l'aide d'un algorithme optimisé avec une complexité $O(N)$ (Linéarithmique) au lieu de $O(N^2)$ (Quadratique), où N est le nombre de modes. Avant d'appliquer une FDST, les images originales de taille 248×340 pixels sont ré-échantillonnées afin que leurs dimensions correspondent à des puissances de deux dans les directions x et y :

— lorsque la taille cible est plus grande, les pixels sont ajoutés par interpolation,
— lorsque la taille de la cible est plus petite, les pixels sont réduits par une combinaison d'interpolation et de regroupement par glissement des moyennes (*binning*).

Grâce à une combinaison de l'interpolation et du *binning*, les images peuvent être ré-échantillonnées dans des formats standardisés avec une puissance de deux dimensions par exemple, 128×128 ou 128×256 pixels, qui sont nécessaires pour l'application efficace de la FDST. La FDST est calculée et le modèle inverse de conduction thermique peut être résolu pour chaque mode comme détaillé dans la partie précédente. À ce stade, une troncature des modes les plus élevés peut être appliquée, si nécessaire, pour filtrer les composantes haute fréquence. Enfin, la DST inverse rapide (iFDST) est appliquée pour reconstruire l'image dans le domaine spatial. Si nécessaire, l'image résultante est ensuite re-dimensionnée pour correspondre aux dimensions originales. Les modes de ré-échantillonnage des pixels et de troncature offrent deux principaux avantages :

— ils réduisent le coût de calcul et les besoins en mémoire,
— ils introduisent un degré de filtrage passe-bas, aidant à limiter le bruit haute fréquence.

3.3.2 Stabilité de la convolution

La méthode par transformée de Laplace, bien que possible pose un problème pour la transformation des images. Cependant, avec la propriété du domaine de Laplace suivante,

$$\mathcal{L}\Big(f\Big) \times \mathcal{L}\Big(g\Big) = \mathcal{L}\Big(f \circledast g\Big)$$

les produits des équations 3.50 et 3.52 peuvent se transformer en produit en convolution. Il est possible de simplifier le calcul en calculant la matrice d'impédance dans le domaine de Laplace, de faire la transformée inverse de Laplace de cette matrice et enfin de faire le produit de convolution avec θ_{nm}.

L'expression 3.50 devient alors :

$$q_{nm}(z=0,t) = Z_{nm}^{flux}(t) \circledast \theta_{nm}(z=0,t) \tag{3.53}$$

et l'expression 3.52 devient

$$\theta_{nm}(z,t) = Z_{nm}^{Temp}(z,t) \circledast \theta_{nm}(z=0,t) \tag{3.54}$$

Sous cette forme, il n'est plus nécessaire de faire la transformée de Laplace d'aucun élément mais uniquement la transformée inverse de la matrice d'impédance.

La mise en œuvre pratique de la méthode ci-dessus consiste d'abord à soustraire la température mesurée juste avant l'impact de la goutte $T(x,y,z=0,t=0)$ aux températures enregistrées au cours du temps. Cela donne la variation de température $\theta(x,y,z=0,t_k)$ aux pas de temps discrets de la caméra $t_k = k \times f$ où k est le numéro de l'image et f la fréquence d'acquisition. La transformée sinus discrète (DST) est ensuite appliquée à ce champ de température de surface pour extraire les composantes modales $\theta_{n,m}(z=0)$ des images IR enregistrées. Les températures modales $\theta_{n,m}(z)$ à n'importe quelle profondeur z peuvent ensuite être calculées en utilisant un produit de convolution discret :

$$\theta_{n,m}(z,t_i) = \sum_{k=1}^{N_t} Z_{nm}^{Temp}(z,t_k)\theta_{n,m}(z=0,t_{N_t-k})) \tag{3.55}$$

De la même manière pour le flux modal à la surface, on peut écrire :

$$q_{n,m}(t_i) = \frac{1}{Z_{n,m}^{flux}(t_1)}\left(f\theta_{n,m}(z=0,t_{i-k}) - \sum_{k=1}^{N_t} Z_{nm}^{flux}(t_k)q_{n,m}(t_{i-k})\right) \tag{3.56}$$

Enfin, la DST inverse est appliquée pour reconstruire à la fois la distribution spatiale du flux de chaleur $q^d(x,y,t_i)$ et le champ de température $\theta(x,y,z,t_i)$ suivant les expressions suivantes :

$$\theta(x,y,z,t_i) = \sum_{m=0}^{N_y}\sum_{n=0}^{N_x} \theta_{n,m}(z,t_i)\sin(\alpha x)\sin(\beta y) \tag{3.57}$$

$$q(x,y,t_i) = \sum_{m=0}^{N_y}\sum_{n=0}^{N_x} q_{n,m}(z=0,t_i)\sin(\alpha x)\sin(\beta y) \tag{3.58}$$

Les calculs associés aux équations équations (3.55) à (3.58) sont intrinsèquement parallélisables, car chaque mode (n,m) peut être traité indépendamment. De plus, des implémentations rapides de la Transformée Sinus Discrète (DST) et de son inverse (iDST), analogues à la Transformée de Fourier Rapide (FFT) pour la Transformée de Fourier Discrète (DFT), sont disponibles dans les bibliothèques scientifiques en Python, C ou Fortran. Elles sont optimisées pour le calcul haute performance, en tenant compte d'un nombre de modes qui est un multiple de 2^n. Lorsqu'il est correctement optimisé, le traitement de 2000 images infrarouges avec une résolution de 248×320 pixels, en considérant 256×256 modes, nécessite environ 5 secondes pour générer les champs de température ou de flux thermique correspondants à l'aide d'un processeur Intel Core i9-14900K (24 cœurs, 32 threads). C'est extrêmement plus rapide que de résoudre le même problème purement numériquement en utilisant des méthodes conventionnelles telles que les méthodes par éléments finis (FEM) ou les méthodes par différences finies (FDM).

Il convient de souligner que la fonction d'impédance $Z_{nm}^{flux}(t_k)$, obtenue via la transformée de Laplace inverse reste difficile à calculer avec précision pour de très petites valeurs de t_k. Cependant, son intégrale en temps peut être évaluée avec une stabilité numérique

significativement meilleure en utilisant les propriétés de la transformée de Laplace. Le terme d'impédance dans la convolution peut être réexprimé comme un produit de son intégrale en temps et de la dérivée en temps du flux thermique :

$$\theta_{n,m}(z=0,t) = \left(\int_0^t Z_{nm}^{flux}(u)\mathrm{d}u \right) \circledast \left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} q_{n,m} \right) \tag{3.59}$$

Cette formulation évite les difficultés numériques associées au comportement singulier de $Z_{n,m}(t)$ près de $t = 0$. La dérivée temporelle $q_{n,m}$ est d'abord calculée en utilisant une formulation analogue à 3.56 et le flux de chaleur original est ensuite récupéré par intégration numérique dans le temps.

3.3.3 Informations complémentaires :

1. La lecture, la conversion en température puis l'écriture des images se fait par blocs pour ne pas saturer la RAM.
2. Il est nécessaire de calculer autant de matrices que de nombre de coupes en z désirées mais ces matrices peuvent être sauvegardées pour les itérations car calculées à température fixe.
3. L'ensemble des calculs sont réalisés en prenant l'épaisseur du saphir $e = 5$ mm, une densité du saphir $\rho_s = 3980$ kg m^{-3} et avec une température extérieur de 20 °C.

Il convient enfin de noter que le modèle peut être adapté pour tenir compte de la conductivité thermique anisotrope du substrat. Dans nos expériences, par exemple, la fenêtre en saphir a une coupe en C. Les conductivités thermiques k_x et k_y (dans le plan perpendiculaire à l'axe du cristal) diffèrent de k_z (le long de l'axe du cristal). Pour tenir compte de cela, un changement de variables peut être appliqué en remplaçant x par $\sqrt{k_z/k_x}x$ et y par $\sqrt{k_z/k_y}y$. Cela transforme le problème sous la même forme que celle décrite précédemment.

3.4 Validation

3.4.1 Inversion

Pour valider la méthode d'inversion nécessaire à la résolution du problème de conduction dans le saphir, le problème direct peut être résolu numériquement par éléments finis via le logiciel COMSOL Multiphysics et l'inversion réalisée suivant notre modèle proposé dans la section précédente. Dans ce but, un flux thermique négatif $q''(x, y, z = 0, t)$ est appliqué sur la face avant d'un saphir pour simuler un impact d'une goutte froide dans le logiciel d'élément fini COMSOL. Initialement à une température uniforme, le champ de température à la surface au cours du temps est extrait puis est ensuite utilisé pour reconstruire le flux thermique en espace et en temps grâce à notre modèle d'inversion. Finalement, le flux thermique reconstruit est comparé au flux imposé. Une approche similaire a été développée pour valider une version précédente de cette méthode [2].

Dans cette nouvelle version, différents profils de flux ont été testés afin d'évaluer la robustesse du modèle et d'en déterminer les limites spatiales et temporelles, notamment avec des flux théoriques en forme de créneaux. Ces formes peuvent être particulièrement difficiles à résoudre notamment à cause des transformées en sinus de notre modèle ou de la discrétisation temporelle.

Quatre cas différents ont été simulés sous COMSOL Multiphysics :

— Cas 1 : Température de surface 125 °C, flux carré en espace (de 5 mm de coté suivant x et y) d'amplitude $7 \cdot 10^5$ W m^{-2} sur une durée de $0,1$ s, puis d'amplitude $2 \cdot 10^4$ W m^{-2} sur une durée de 1 s.

— Cas 2 : Température de surface 200°C, flux circulaire en espace de 5 mm de rayon, d'amplitude $1 \cdot 10^6$ W m^{-2} et imposé sur une durée de $0,05$ s.

— Cas 3 : Température de surface 200 °C, flux rectangulaire en espace de 5 mm de côté, d'amplitude $1 \cdot 10^6$ W m^{-2} et imposé sur durée de $0,05$ s.

— Cas 4 : Température de surface 200 °C, flux triangulaire isocèle en espace de 10 mm de hauteur et 14 mm de base, d'amplitude $1 \cdot 10^6 W\ m^{-2}$ et imposé sur une durée de $0,05$ s.

Cas 1 : Ce cas vise à simuler un cas similaire à un impact de goutte d'eau sur une surface à 100 °C. C'est à dire, un pic de flux initial lors de l'impact puis, un petit flux d'évaporation. Pour ce cas, 256 modes en x et y sont pris et $t_{\text{ngrav}} = 500$ car la fréquence de simulation est de 100 Hz.

Les Figures 3.2 montrent la densité de flux recalculée avec le modèle comparée à ce qui a été appliqué en condition limite du problème direct sous COMSOL. On peut voir une très bonne reconstruction hormis les surestimations (overshot) des pentes raides. Ces surestimations sont liées à la nature très théorique de la raideur de la pente et n'ont d'incidence ni sur le flux total ni sur l'énergie comme on peut le constater sur les Figures 3.3.

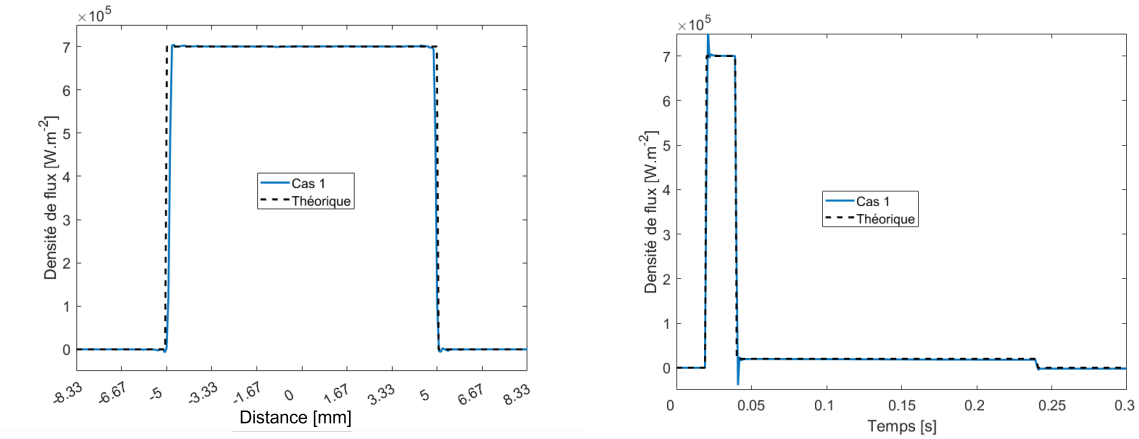


FIGURE 3.2 – Comparaison de la densité de flux obtenue par méthode d'inversion et celle imposée en condition limite du problème direct sous COMSOL en fonction du rayon ou du temps pour le cas 1.

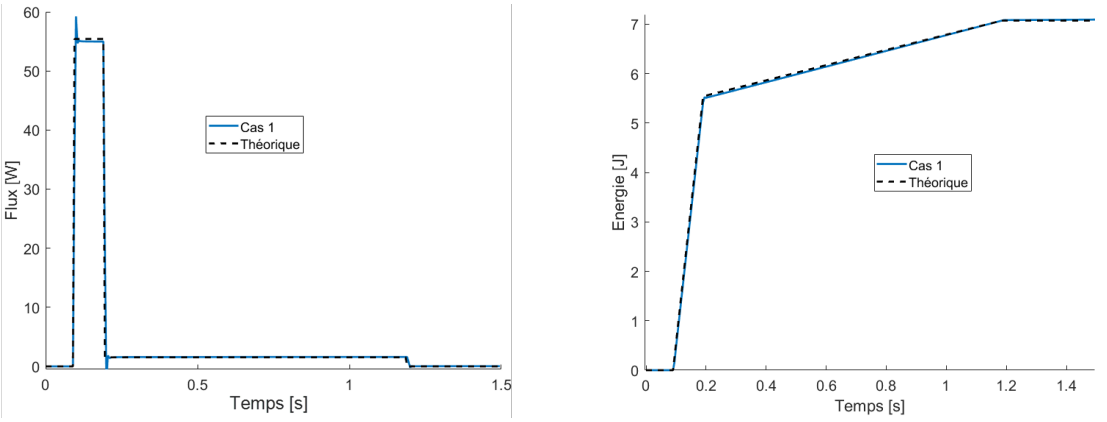


FIGURE 3.3 – Comparaison de l'estimation du flux et de l'énergie avec la solution imposée du problème direct pour le cas 1.

Cas 2, 3 et 4 Pour ces cas, 256 modes en x et y sont pris et $t_{\text{ngrav}} = 10000$ pour une fréquence de 2000 Hz. Les Figures 3.4 montrent le résultat de l'inversion pour les cas 2, 3 et 4. La densité de flux est très bien estimée et ce malgré les formes très abruptes du flux imposé tant en espace qu'en temps. Sur les Figures 3.6, on peut constater que la reconstruction en espace se fait à la précision du pixel pour les cas 2 et 3. Le cas 4 est plus dégradé sur la partie de droite car, il s'agit de reconstruire la pointe du triangle. Les transformées en sinus montent ici leurs capacités maximales car il s'agit de reconstruire un dirac que compose la pointe du triangle sur le dernier pixel. Finalement, les Figures 3.6 donnent le flux intègré en espace et l'énergie au cours du temps. Pour les 3 cas, le flux est très bien reconstruit hormis les overshoots des coins et l'énergie est extrêmement bien estimée.

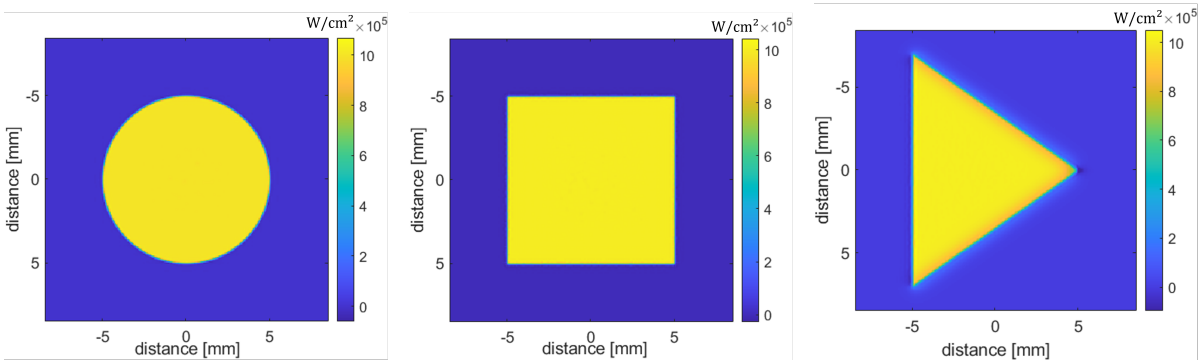


FIGURE 3.4 – Densité de flux estimée par le modèle d'inversion pour les cas 2, 3 et 4 (de gauche à droite) à $t = 0,8$ s.

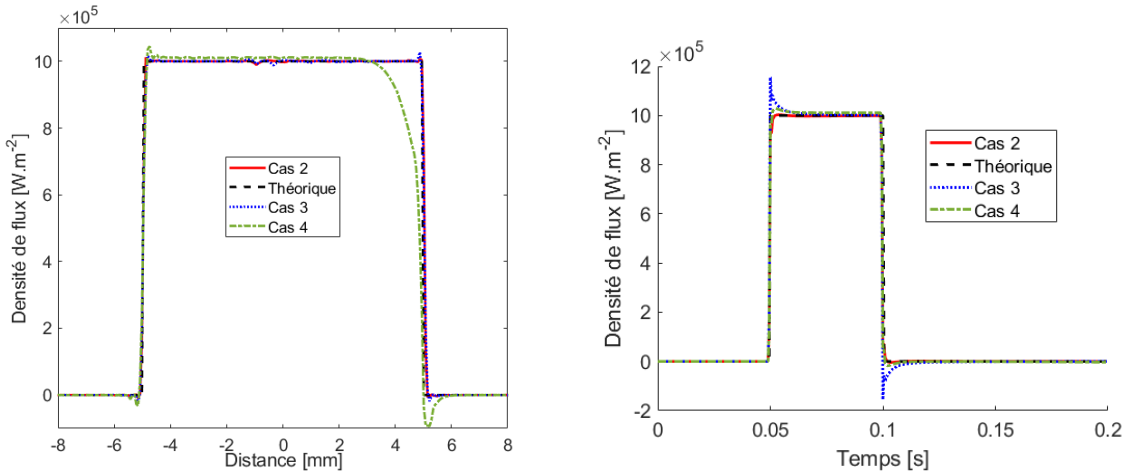


FIGURE 3.5 – Estimation de la densité de flux par le modèle d'inversion pour les cas 2, 3 et 4 à un $t = 0,8$ s en fonction de la distance et à $r = 0$ en fonction du temps et comparaison avec la solution du problème direct.

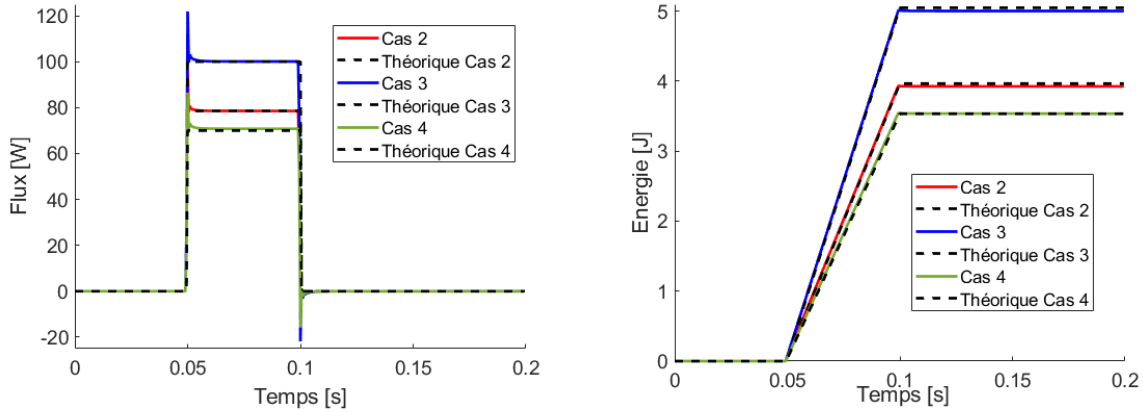


FIGURE 3.6 – Estimation du flux et de l'énergie par le modèle d'inversion pour les cas 2, 3 et 4 et comparaison avec la solution du problème direct.

3.4.2 Hypothèse de non thermodépendance

La méthode de résolution utilisée ici permet d'avoir une relation analytique entre la température de surface et la température en profondeur ou entre la température de surface et le flux de surface. Bien que très puissante, cette méthode admet l'hypothèse de non thermodépendance des propriétés thermiques du saphir. En effet, dans la résolution mathématique faite précédemment, la diffusivité thermique$a = \frac{K}{\rho^S C}$ est considérée comme indépendante de la variation de température. Cette valeur est calculée pour la température avant l'impact puis n'est plus modifiée. Pour vérifier cette hypothèse, plusieurs simulations et comparaisons ont été réalisées avec COMSOL pour évaluer la sensibilité du modèle à une éventuelle thermodépendance en pratique. Différents flux sont imposés sur une section axi-symétrique d'un saphir avec COMSOL à température connue. Trois cas sont testés :

◁ un flux de $5 \cdot 10^4$ W m^{-2} pendant 1 s sur un saphir à 100 °C

◁ un flux de $1 \cdot 10^5$ W m^{-2} pendant $0,2$ s sur un saphir à 100 °C

◁ un flux de $1 \cdot 10^6$ W m^{-2} pendant $0,1$ s sur un saphir à 300 °C

Le champ thermique à la surface du saphir est estimé par COMSOL avec ou sans la thermodépendance des propriétés thermiques du saphir. La Figure 3.7 montre l'évolution de la température au centre du saphir pour ces 3 cas avec et sans thermodépendance. On peut constater que malgré le changement de température, les cas sont extrêmement similaires avec et sans thermodépendance.

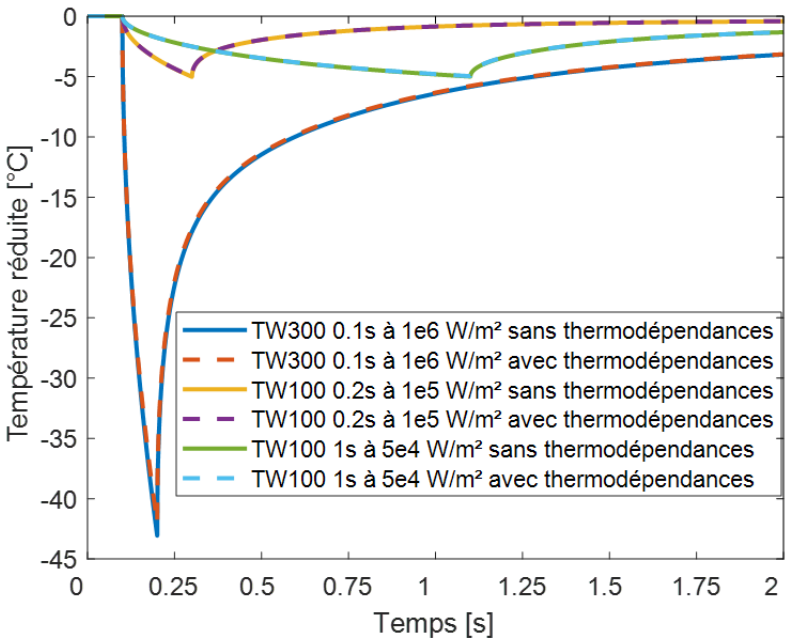


FIGURE 3.7 – Estimation du champ de température au centre d'un saphir soumis à différents flux en fonction du temps avec ou sans prise en compte de la thermodépendance des propriétés thermiques du saphir.

Pour chaque cas, en prenant les champs de température calculés sans thermodépendance sous COMSOL, l'inversion est réalisée d'une part sous COMSOL avec et sans thermodépendance et avec notre modèle d'inversion qui suppose la non-thermodépendance. Les Figures 3.8 3.9 et 3.10 montrent le résultat des différentes inversions soit en fonction du temps t soit en fonction du rayon r du saphir. Pour chacun des cas, les inversions donnent des résultats très similaire. Il est possible de constater sur ces figures que les

densités de flux estimées par COMSOL présentent des effets de bord, probablement dus à un maillage insuffisamment fin. Toutefois, ces artefacts n'affectent pas la validité de l'hypothèse selon laquelle la dépendance en température des propriétés thermiques peut être négligée dans le cadre de cette étude.

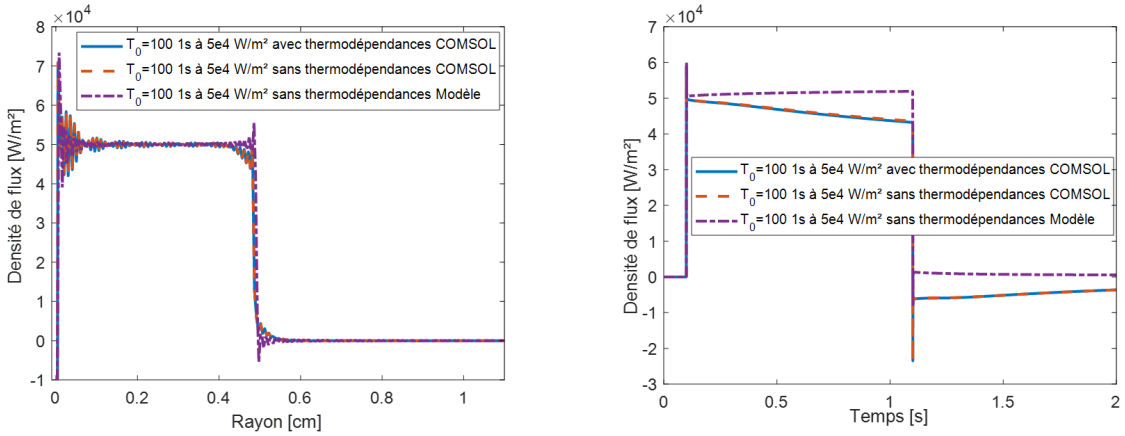


FIGURE 3.8 – Inversion réalisées avec COMSOL avec et sans thermodépendance des propriétés thermiques du saphir et avec notre modèle d'inversion pour un flux de $5 \cdot 10^4$ W m^{-2} pendant 1s sur un saphir à 100 °C. À gauche le flux recalculé en fonction du rayon et à droite en fonction du temps.

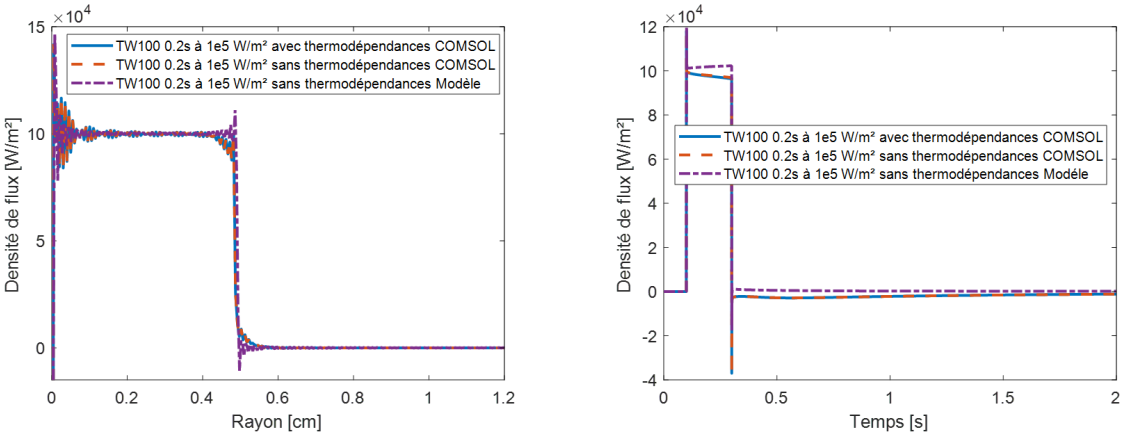


FIGURE 3.9 – Inversion réalisée avec COMSOL avec et sans thermodépendance des propriétés thermiques du saphir et avec notre modèle d'inversion pour un flux de $1 \cdot 10^5$ W m^{-2} pendant $0,2$ s sur un saphir à 100 °C. À gauche le flux recalculé en fonction du rayon et à droite en fonction du temps.

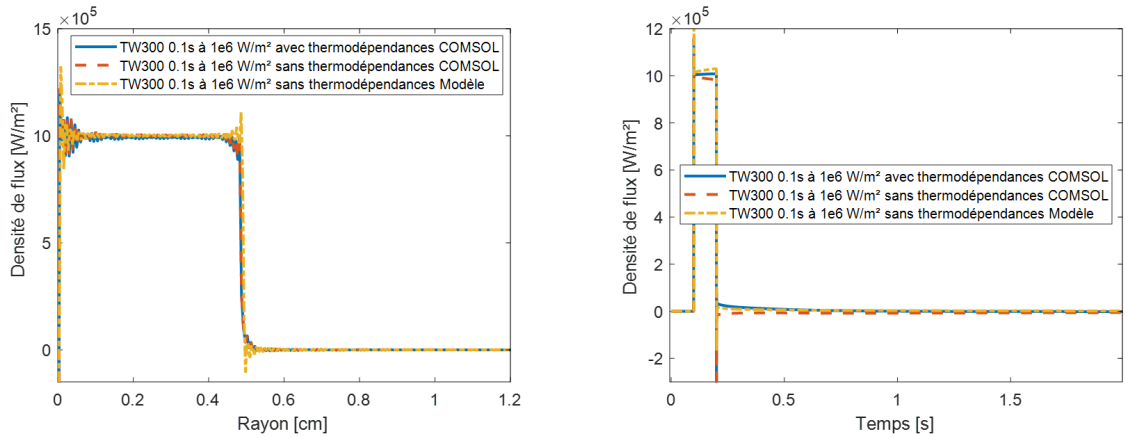


FIGURE 3.10 – Inversion réalisée avec COMSOL avec et sans thermodépendance des propriétés thermiques du saphir et avec notre modèle d'inversion pour un flux de $1 \cdot 10^6$ W m^{-2} pendant 0,1s sur un saphir à 300 °C. À gauche le flux recalculé en fonction du rayon et à droite en fonction du temps.

3.4.3 Nombre de mode en surface

La Figure 3.11 compare les reconstructions de flux thermique pour une goutte impactant le saphir à $T_0 = 125$ °C. À partir des images originales de 248×340, différents choix de ré-échantillonnage et de troncature ont été testés. Les résultats montrent que le flux de chaleur est bien préservé dans tous les cas, avec seulement une perte progressive de la résolution spatiale lorsque le ré-échantillonnage est trop sévère ($n1 < 128$). La comparaison entre le ré-échantillonnage à $n1 = 128 \times 128$ pixels et le ré-échantillonnage à $n1 = 256 \times 256$ pixels suivi d'une troncature à $n2 = 128 \times 128$ modes illustre que le regroupement de pixels dans le ré-échantillonnage des pixels entraîne une plus grande perte d'informations spatiales que la troncature du mode. De plus, les résultats obtenus en utilisant $n1 = 256 \times 256$ modes et même $n1 = 512 \times 512$ modes (ce qui dépasse le nombre de pixels d'origine et est donc inutile) ne montrent pas d'amplification significative du bruit haute fréquence. Ainsi, le filtrage à haute fréquence n'est généralement pas nécessaire, et limiter le nombre de modes est principalement une question de coût de calcul et d'utilisation de la mémoire. On constate qu'avec un nombre de mode décroissant, les détails des images disparaissent et il n'est plus possible de capter les oscillations clairement visibles sur la Figure 3.11 à droite avec le plus grand nombre de mode. Les détails n'étant pas conservés, on constante aussi que la densité de flux maximale n'est pas conservée et est estompée par un trop faible nombre de modes utilisé pour reconstruire l'image.

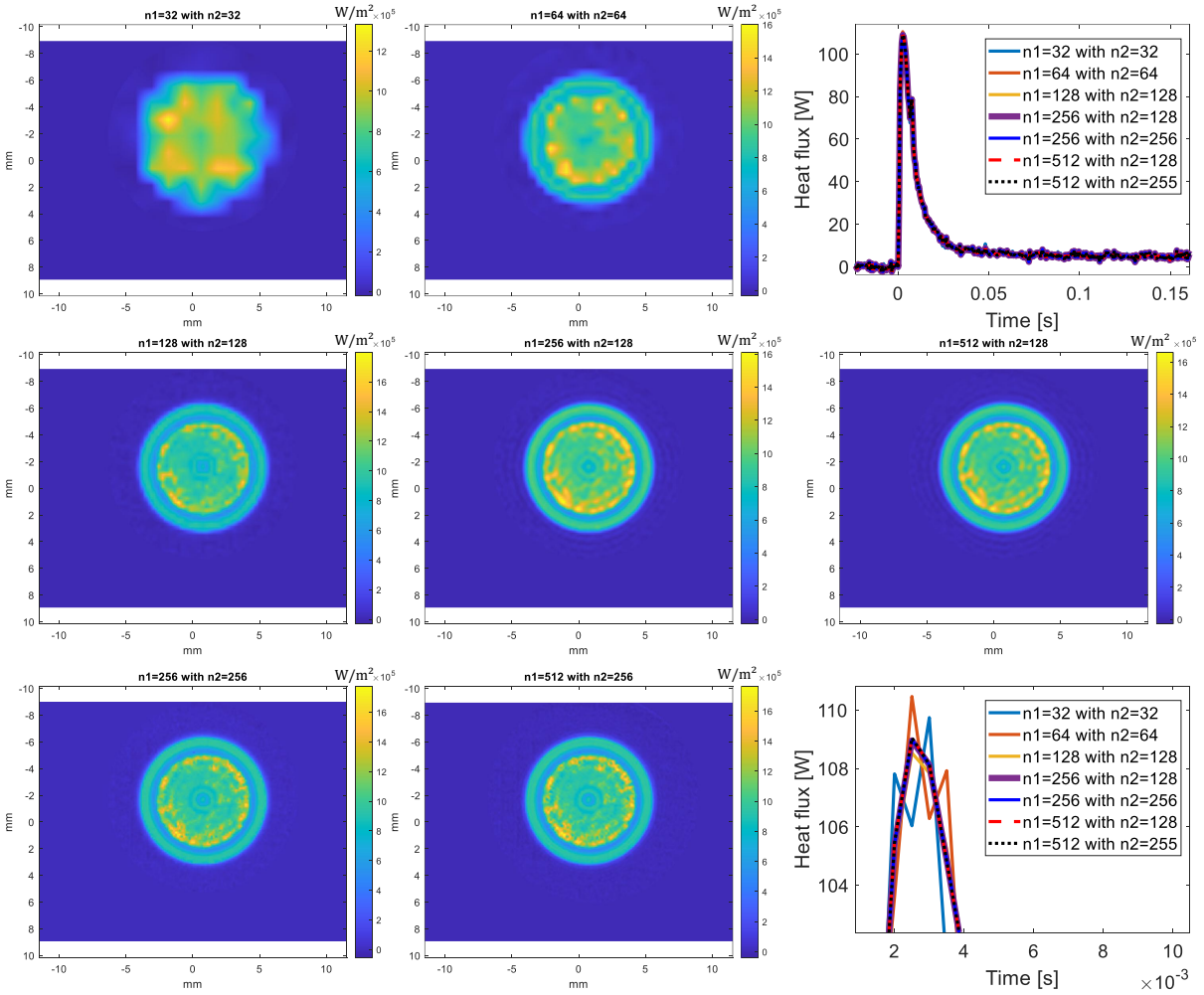


FIGURE 3.11 – Effet du nombre de modes, de l'interpolation et du *binning* glissant-moyen sur la reconstruction du flux thermique 5 ms après l'impact d'une goutte sur un substrat à 125 °C

La Figure 3.12 montre que plus le nombre de modes croit, plus le modèle tend à converger. La différence entre un faible nombre de modes et un grand nombre de modes est finalement assez faible. L'erreur est d'environ $0,8$ J pour ce cas soit environs 8% d'erreur. Cependant, réduire le nombre de mode n'est pas sans conséquence sur la capacité à garder les détails sur les images, comme illustré sur la Figure 3.11 : la compréhension et l'interprétation du phénomène en jeu n'est pas possible avec un trop faible nombre de modes.

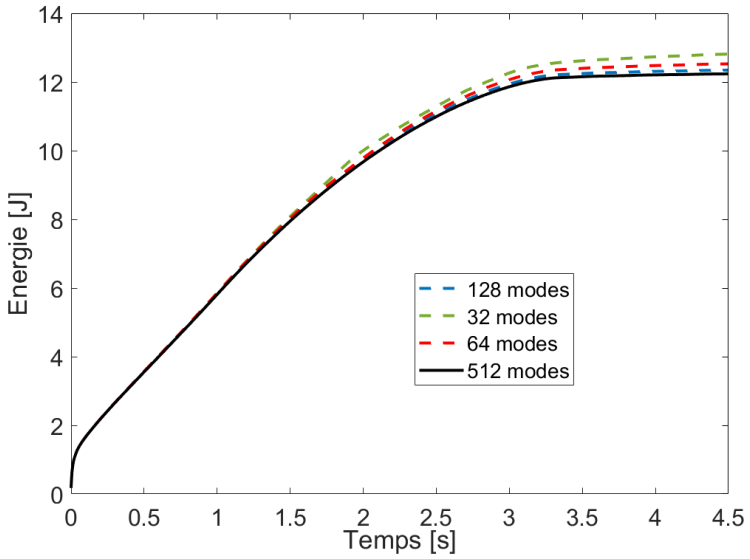


FIGURE 3.12 – Influence du nombre de modes utilisé pour estimer la densité de flux surfacique avant intégration dans l'espace et le temps pour avoir l'énergie échangée avec la paroi.

3.5 Conclusion

La détermination du flux thermique à partir des images infrarouges obtenues grâce au dépôt émissif de TiAlN constitue un problème inverse de conduction thermique dans le saphir. L'objectif principal de cette approche est de convertir les champs de température apparents, issus de l'imagerie infrarouge, en informations quantitatives sur l'échange de chaleur entre la goutte et la paroi.

Pour ce faire, une méthode analytique originale a été développée, reposant sur l'application combinée d'une double transformée en sinus et d'une transformée de Laplace, dont la résolution mathématique et l'implémentation numérique ont été détaillées au cours de ce chapitre. Cette approche présente de nombreux avantages : elle permet de résoudre le problème de manière rapide, stable et peu coûteuse en ressources de calcul, tout en s'affranchissant des contraintes associées aux méthodes purement numériques. La finesse de la reconstruction peut être ajustée en fonction du nombre de modes retenus dans la transformée en sinus, offrant ainsi une grande flexibilité. Avec un nombre de modes élevé (entre 256 et 512), les détails du champ thermique sont restitués avec une excellente fidélité.

Des validations numériques ont été menées en comparant les résultats du modèle analytique à ceux obtenus par simulations par éléments finis. Ces comparaisons ont montré un accord remarquable, confirmant la robustesse, la précision et la fiabilité du modèle proposé, y compris dans des régimes transitoires rapides caractéristiques des impacts de gouttes.

En définitive, la méthode développée constitue un outil performant et polyvalent pour la reconstruction des champs de densité de flux thermique à partir de mesures infrarouges. Au-delà du cas spécifique de l'impact de gouttes sur des surfaces chaudes, elle ouvre la voie à de nombreuses applications expérimentales où la mesure directe du flux thermique demeure difficile, voire impossible, consolidant ainsi son intérêt pour l'étude fine des transferts de chaleur transitoires.

Bibliographie

[1] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, J.-F. Pierson, F. Lemoine et D. Maillet, « Heat fexperimental lux reconstruction by inversion of infrared temperature measurements – Application to the impact of a droplet in the film boiling regime, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 128, p. 469-478, 2019, issn : 00179310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.069

[2] O. Caballina et al., « Heat transfer during droplet impact onto a heated surface : a new 3D approach for the inversion heat conduction problem for the nucleate-transition boiling regimes, » en, 2023.

Chapitre 4

Interaction rayonnement–conduction dans le saphir : impact sur l'inversion du flux thermique

La méthode développée dans le chapitre précédent pour déterminer le flux thermique à la surface du saphir repose sur la connaissance précise de la température à l'interface côté impact de gouttes. Or, le saphir n'est pas parfaitement transparent aux rayonnements infrarouges, en particulier dans la gamme spectrale de la caméra utilisée (1,5–5,4 µm). Cette absorption partielle peut altérer le signal mesuré par la caméra, issu du dépôt émissif de TiAlN, et induire ainsi une erreur sur l'estimation de la température de surface.

La transmittance d'un échantillon de saphir de 5 mm d'épaisseur à différentes températures est présentée sur la Figure 4.10. On observe que, pour les longueurs d'onde inférieures à 4 µm, le saphir transmet la majeure partie du rayonnement : environ 90 % du flux est transmis, les 10 % restants étant réfléchis aux interfaces (voir section 4.3.2). Au-delà de 4 µm, la transmittance décroît rapidement pour devenir quasi nulle à 6 µm.

Cette absorption du saphir présente par ailleurs un caractère thermodépendant : lorsque la température augmente, le matériau absorbe plus fortement, et ce dès les plus courtes longueurs d'onde. Une partie du rayonnement émis par le dépôt TiAlN est donc absorbée par le saphir, qui, en retour, émet lui-même des photons dans la même gamme spectrale.

Lorsqu'une goutte impacte la surface, la température en surface du saphir chute localement. Le dépôt émissif émet alors moins de photons, ce qui, en première approximation, pourrait permettre de relier l'intensité du signal infrarouge à la température de surface par une simple loi de calibration. Toutefois, la baisse de température du saphir modifie simultanément sa capacité d'absorption et son émission propre. Ces phénomènes - émission du dépôt, absorption et émission du saphir - se superposent dans des proportions inconnues. Comme la caméra ne permet pas de distinguer l'origine des photons détectés (provenant du dépôt, du saphir ou de réflexions internes), ni de quantifier la part du rayonnement du dépôt effectivement absorbée, il devient impossible d'appliquer directement une loi du corps noir pour remonter à la température de surface réelle.

4.1 Nécessitée du modèle

L'utilisation d'un filtre spectral bloquant les longueurs d'onde supérieures à 4 μm permettrait de s'affranchir des effets d'absorption et d'émission propres au saphir décrits précédemment. L'objectif de cette section est de définir les conditions expérimentales optimales pour obtenir une reconstruction du flux de chaleur à la fois résolue temporellement et spatialement, tout en minimisant le bruit de mesure. En d'autres termes, les fluctuations associées au bruit doivent rester suffisamment faibles devant les variations réelles du flux thermique. Les limitations instrumentales de la caméra infrarouge, telles que le temps d'exposition, la sensibilité spectrale et le bruit de lecture, devront être soigneusement prises en compte dans cette analyse.

D'après, l'équation de la chaleur 1D rappelée ci-dessous :

$$\rho^S C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial z} \tag{4.1}$$

Une modification de la température en surface du saphir sous l'effet de l'impact d'une goutte se propagera en profondeur en $z = \sqrt{\alpha^S t}$, soit, $dz = \frac{\alpha^S}{2\sqrt{\alpha^S t}}\, dt$. En substituant la variable despace dans l'équation 4.1, on peut écrire

$$\rho^S C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2\sqrt{\alpha^S t}}{\alpha^S} \frac{\partial q}{\partial t} \tag{4.2}$$

soit,

$$k dT = 2\sqrt{\alpha^S t} dq \tag{4.3}$$

En considérant, $k \approx 25\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ la conductivité thermique du saphir, $\Delta t = 1/2000$ s le temps entre deux images infra-rouges, $\rho^S = 3980\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ la densité du saphir et $\alpha^S = 1,2 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$ la diffusivité thermique, on peut estimer la différence de température en fonction du flux.

$$dT = \frac{2\sqrt{\alpha^S t}}{v} dq \approx 5 \cdot 10^{-6} dq \tag{4.4}$$

A l'impact d'une goutte ou lors de l'ébullition, le flux de chaleur dépasse $10^6\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$ [1] mais peut redescendre ensuite à des valeurs de l'ordre de $10^5\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$ (la densité de flux nécessaire pour évaporer une goutte d'eau de 5,5 mg sur une surface de 2,2 mm de diamètre en 10 s est d'environ $3 \cdot 10^5\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$). Ainsi, la précision se doit d'être a minima de 0,05 K sur la température pour avoir une précision de l'ordre de $10^4\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$ sur le flux. Le rapport signal sur bruit de la caméra augmente avec le temps d'exposition du capteur de la caméra (dans la mesure où le capteur est refroidi, c'est essentiellement un bruit de lecture), mais ce temps d'exposition doit être maintenu assez faible pour permettre l'acquisition à 2000 images par seconde pour maintenir une résolution spatiale et temporelle suffisante. Le temps maximum d'exposition à 2000 Hz est de 100 µs. Cette valeur sera donc celle retenue pour cette étude.

Si on se réfère aux discusions du chapitre 2, le NETD de la caméra infrarouge est de 25 mK. Cependant, le NETD est la spécification fabricant du bruit thermique et il dépend de convention. Il dépend de la température de scène mais aussi de la fréquence d'acquisition, du filtrage, de l'optique, et de l'intégration du capteur.

Dans notre cas, la caméra infrarouge a une plage spectrale de $1,5$ à $5,4$ µm, le dépôt de TiAlN est très émissif avec une valeur d'émissivité d'environ $\epsilon = 0,8$ (voir Section 4.3.5). Pour une paroi à 80 °C le rapport signal sur bruit, en DL est de 80. Après conversion en température, la STD est de $0,07$ K soit, en prenant deux fois la STD, un ΔT de $0,14$ K. D'après l'équation 4.1, on peut calculer le bruit moyen sur le flux. Dans ce cas, l'erreur serait d'environ $3,4 \cdot 10^4$ W $\cdot$ m^{-2}. Expérimentalement, le bruit moyen est plutôt de $2,6 \cdot 10^4$ W $\cdot$ m^{-2} après conversion en flux (voir Section 3.2). Cependant, ce calcul théorique permet d'avoir une bonne idée de l'estimation du bruit sur l'estimation du flux thermique.

Pour s'affranchir du problème d'émission et d'absorption du saphir, un filtre coupant à $3,5$ µm pourrait être placé devant le capteur. Dans cette configuration, il est possible de calculer la proportion du signal qui serait alors reçu par le capteur de la caméra IR par rapport à celui correspondant à une configuration sans filtre. Pour un corps noir à 80 °C, on obtiendrait alors :

$$\frac{\int_{1,5\mu m}^{3,5\mu m} L_\lambda^0(T)\mathrm{d}\lambda}{\int_{1,5\mu m}^{5,4\mu m} L_\lambda^0(T)\mathrm{d}\lambda} \approx 5\% \tag{4.5}$$

où $L_\lambda^0(T)$ désigne la radiance spectrale d'un corps noir (loi de Planck). Ainsi, en utilisant un filtre avec une longueur d'onde de coupure à $3,5$ µm, le signal reçu par le capteur de la caméra serait réduit d'un facteur 20. Le rapport signal sur bruit passerait alors à 4. Si on souhaitait conserver le même niveau de signal que dans la situation sans filtre, cela impliquerait en premier lieu, d'augmenter le temps d'intégration et donc d'être contraint de diminuer la fréquence d'acquisition. En second lieu, avec l'hypothèse que le bruit augmente linéairement avec le temps d'ouverture, le bruit serait lui-même augmenté d'un facteur 20. Cette valeur de bruit impliquerait, pour une paroi à 80 °C, une STD de $20,07 = 1,4$ K sur la température et avec l'équation 4.1, cela se traduirait par un bruit de $72 \cdot 10^4$ W $\cdot$ m^{-2} sur le flux estimé. Ainsi, à 80 °C, le trop faible signal émis rendrait des mesures quantitatives impossibles. Il est donc nécessaire de considérer pour nos mesures l'ensemble de la plage spectrale de la caméra et par conséquent, de développer une méthodologie prenant en compte tous les phénomènes d'absorption et d'émission du saphir précédemment cités. Cela permettra de déterminer la température de surface avec le minimum de bruit et donc une estimation de flux thermique la plus correcte possible.

Par le même raisonnement, on peut procéder aux mêmes calculs pour une paroi à 250 °C. La réduction du signal avec l'utilisation d'un filtre à $3,5$ µm par rapport à la situation sans filtre serait d'environ un facteur 5. Le rapport signal sur bruit serait de 16 avec donc une STD sur la température de $0,35$ K et un bruit sur le flux de $18 \cdot 10^4$ W $\cdot$ m^{-2}.

4.2 Les bases du modèle

Avant de détailler le modèle permettant de prendre en compte l'interaction rayonnement-conduction dans le saphir et son fonctionnement, un petit rappel du rayonnement thermique est présenté pour poser les hypothèses du modèle.

4.2.1 Les principes fondamentaux du rayonnement

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique interagit avec un matériau, il peut être partiellement transmis, réfléchi ou absorbé. Ces trois phénomènes obéissent au principe de conservation de l'énergie, qui s'écrit : $T(\lambda) + R(\lambda) + A(\lambda) = 1$ où $T(\lambda)$, $R(\lambda)$ et $A(\lambda)$ représentent respectivement les coefficients de transmission, de réflexion et d'absorption du matériau, fonctions de la longueur d'onde λ (Figure 4.1). Lorsqu'un matériau absorbe une partie du rayonnement incident, il peut, pour maintenir son équilibre énergétique, émettre à son tour un rayonnement thermique. La capacité d'un matériau à émettre un rayonnement est caractérisée par son émissivité ϵ. Celle-ci est définie comme le rapport entre l'émittance spectrale du matériau, $\mathcal{M}_\lambda$, et celle d'un corps noir à la même température et à la même longueur d'onde : $\epsilon(\lambda, T) = \frac{\mathcal{M}_\lambda(T)}{\mathcal{M}_\lambda^{corpsnoir}(T)}$.

Par définition, l'émissivité varie entre 0 et 1, correspondant respectivement à un réflecteur parfait et à un corps noir idéal. Dans le cas d'un milieu semi-transparent, le matériau laisse partiellement passer le rayonnement tout en l'absorbant et en le diffusant. Il est alors nécessaire de prendre en compte les phénomènes de diffusion et d'absorption volumique, contrairement aux milieux opaques pour lesquels la transmission est nulle ($T = 0$) et où seule l'émission de surface intervient.

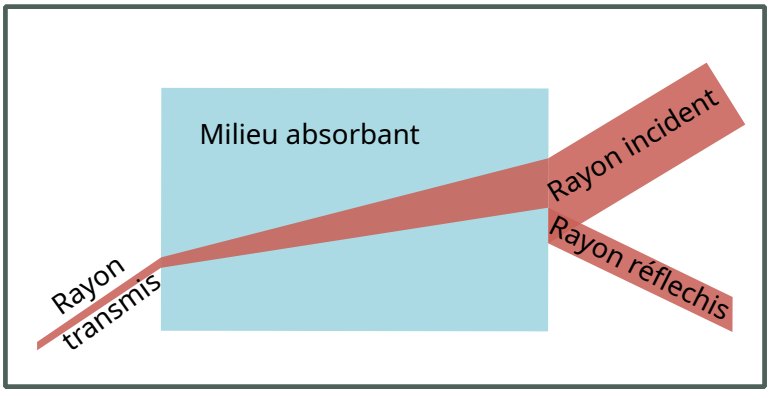


FIGURE 4.1 – Illustration schématique des phénomènes de transmission, d'absorption et de réflexion lorsqu'un flux de photon rencontre une interface.

En milieu homogène, l'absorption suit une loi de Beer-Lambert : $I(x) = I_0 e^{(-\alpha x)}$ où $I(x)$ est l'intensité après une épaisseur parcourue dans le matériau x, et α le coefficient d'absorption linéique. On parle alors de transmittance en milieu semi-transparent.

La loi du rayonnement de Kirchhoff établit que, à l'équilibre thermique, le pouvoir absorbant $\epsilon(\lambda, T)$ d'un matériau est égal à son pouvoir émissif $\alpha(\lambda, T)$ pour une même longueur d'onde et température : $\epsilon(\lambda, T)$=$\alpha(\lambda, T)$

4.2.2 Hypothèses du modèle

Rayonnement paraxial et approximation des petits angles.

Dans le cadre de ce travail, nous considérons l'hypothèse d'un rayonnement unidimensionnel paraxial, selon laquelle la propagation de la lumière est confinée à une seule direction - en l'occurrence l'axe z. Cette hypothèse, bien que restrictive, se justifie par l'alignement précis de l'ensemble du système optique, constitué du saphir, du miroir et de la caméra, dont l'angle de vue maximal n'excède pas 12 °.

Dans ces conditions, la distribution angulaire du rayonnement peut être assimilée à une distribution gaussienne étroite autour de l'axe optique, ce qui permet d'appliquer l'approximation de Gauss pour décrire la propagation lumineuse.

Bien que le saphir soit un matériau anisotrope en raison de ses axes cristallographiques, une fois la direction de l'axe optique fixée, aucune variation significative de l'émission photonique n'est attendue sur la surface. De plus, la surface du saphir étant parfaitement polie et plane, nous faisons l'hypothèse d'une réflexion spéculaire, impliquant que le coefficient de réflexion est uniforme sur l'ensemble de la surface observée.

Estimation de l'importance du rayonnement radiatif thermique

Dans cette étude, le transfert thermique par rayonnement a été évalué à l'aide du module *« Rayonnement en milieu participatif »* de COMSOL MULTIPHYSICS, en configuration axisymétrique 2D. Les simulations reposent sur l'*approximation P1* de l'équation du transfert radiatif (*Radiative Transfer Equation*, RTE). L'approximation P1 constitue la forme la plus simple de la méthode des harmoniques sphériques (ou méthode PN). Cette approche consiste à développer la luminance en une série d'harmoniques sphériques, transformant ainsi l'équation du transfert radiatif en un système d'équations différentielles aux moments. Dans le cas de la méthode P1, le développement est tronqué au premier ordre ($N = 1$).

Cette approximation repose sur deux hypothèses principales :

1. la diffusion est isotrope et linéaire ;
2. le milieu est optiquement épais (fortement absorbant et/ou diffusant).

Elle fournit donc des résultats précis lorsque le milieu est optiquement épais, mais devient moins fiable dans les milieux optiquement minces ou fortement anisotropes. Dans notre cas, le saphir peut être considéré comme optiquement épais pour les longueurs d'onde supérieures à 4 µm, c'est-à-dire dans la région spectrale où l'intensité du rayonnement est maximale. Comme l'illustre la Figure 4.2 (à gauche), la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission du corps noir diminue avec la température, conformément à la loi de déplacement de Wien.

Pour les longueurs d'onde inférieures à 4 µm, le saphir est pratiquement transparent : il n'émet ni n'absorbe significativement de rayonnement, et le transfert thermique radiatif y est donc négligeable. Ainsi, l'hypothèse de milieu optiquement épais n'est pleinement vérifiée que pour les grandes longueurs d'onde. Elle devient partiellement invalide dans la plage spectrale intermédiaire où le saphir commence à absorber, c'est-à-dire entre 4 µm et 4,5 µm pour des températures supérieures à 400 °C. Dans cette zone, une forte émission du dépôt coïncide avec une absorption significative du saphir, ce qui réduit la validité de l'approximation P1 et peut introduire une légère incertitude dans le calcul du flux radiatif total.

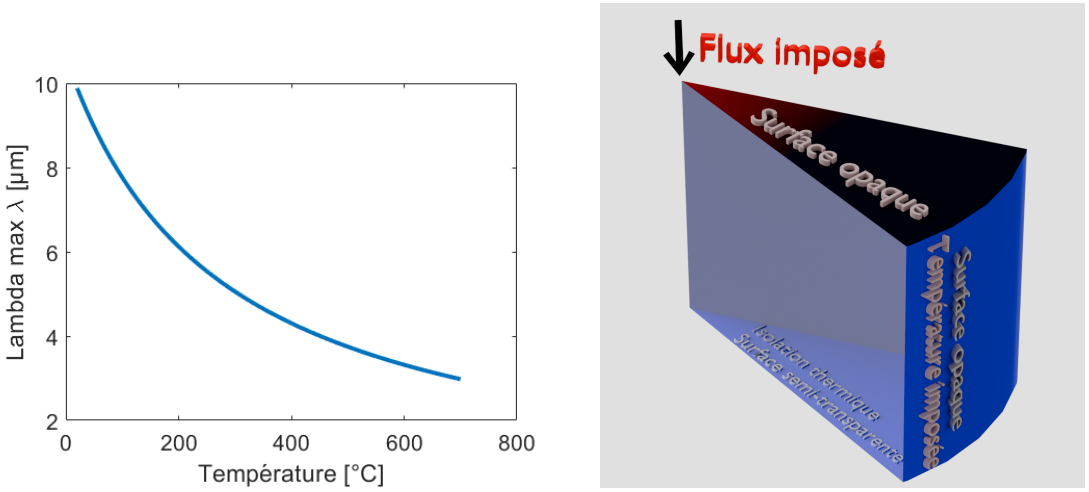


FIGURE 4.2 – À gauche, la loi de Wien pour l'estimation de λ_{max} évaluée entre 20°C et 700°C et à droite, schéma des conditions aux limites imposées pour la simulation sous COMSOL.

L'équation générale du transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{1}{v_{g_\nu}}\frac{\partial}{\partial t}I(\vec{r},\mathbf{\Omega})+\mathbf{\Omega}\cdot\nabla I(\vec{r},\mathbf{\Omega})+\frac{\nabla n_\nu}{n_\nu}\cdot\nabla_{S^2}I(\vec{r},\mathbf{\Omega})+\kappa_\nu^t I_b(T)=\frac{\epsilon_\nu}{n_\nu^2}+\kappa_\nu^d\int_{4\pi}\Phi(\mathbf{\Omega}',\mathbf{\Omega})\,I(\vec{r},\mathbf{\Omega})\mathrm{d}\mathbf{\Omega}'$$

avec :

- $I(\vec{r},\Omega)$: intensité radiative locale dans la direction $\mathbf{\Omega}$,
- v_{g_ν} : vitesse de groupe du rayonnement à la fréquence ν, qui dépend du milieu via l'indice n_ν,
- n_ν : indice de réfraction du milieu en fonction de la fréquence ν,
- $\mathbf{\Omega}$: vecteur unitaire de direction de propagation du rayonnement,
- ∇_{S^2} : opérateur gradient défini sur la sphère unité,
- κ_ν^t : coefficient d'extinction total (absorption + diffusion) à la fréquence ν (en m^{-1}),
- ϵ_ν : densité volumique d'émission spontanée spectrale du milieu (source interne) à la fréquence ν (en $\mathrm{W{\cdot}m^{-3}{\cdot}Hz^{-1}}$),
- κ_ν^d : coefficient de diffusion spectrale (en m^{-1}) du milieu,
- $I_b(T)$: intensité de corps noir donnée par la loi de Planck,
- $\Phi(\mathbf{\Omega}',\mathbf{\Omega})$: fonction de phase spectrale, représentant la probabilité de diffusion d'une direction $\mathbf{\Omega}'$ vers $\mathbf{\Omega}$ pour la fréquence ν.

Dans le cas d'une apporximation d'isotropie, l'équation se simplifie en :

$$\mathbf{\Omega}\cdot\nabla I(\vec{r},\mathbf{\Omega})+\kappa_\nu^t I_b(T)=\kappa_\nu^d\int_{4\pi}\Phi(\mathbf{\Omega}',\mathbf{\Omega})\,I(\vec{r},\mathbf{\Omega})\mathrm{d}\mathbf{\Omega}'$$

Conformément à la méthode PN, la luminance est développée sous la forme :

$$I(\vec{r},\mathbf{\Omega})=\sum_{i=0}^{N}\frac{2i+1}{2}P_i(\mu)I_i(\vec{r})$$

avec $\mu=\cos\Omega$. Dans l'*approximation P1*, le développement est tronqué au premier ordre ($N=1$). Cette simplification conduit à une équation de diffusion pour la densité d'irradiance $G(\vec{r})$:

$$\nabla \cdot (D \nabla G) + \kappa 4\pi I_b(T) = \kappa G \tag{4.6}$$

avec :

— $D = \frac{1}{3(\kappa+\sigma_s(1-g))}$ est le coefficient de diffusion,

— $G(\vec{r}) = \int_{4\pi} I(\vec{r}, \mathbf{\Omega})\, \mathrm{d}\mathbf{\Omega}$ est la densité d'irradiance.

Cette approche assimile le rayonnement à un phénomène diffusif. Pour les simulations, la géométrie modélisée reprend celle de l'expérience : un disque de saphir de 5 mm d'épaisseur et de 1 pouce de diamètre, représenté en axi-symétrie. Un dépôt émissif de TiAlN est ajouté sur la face supérieure, et un flux thermique est appliqué sur cette surface, avec ou sans prise en compte du module de transfert radiatif. La température de surface est enregistrée en fonction du temps et de la position, afin de comparer les deux configurations physiques.

Deux cas d'étude sont présentés :

— un saphir à 100 °C soumis à un flux imposé gaussien en temps et en espace ;

— un saphir à 400 °C soumis à un flux rectangulaire en temps et en espace.

Les profils de flux imposés sont illustrés sur la Figure 4.3.

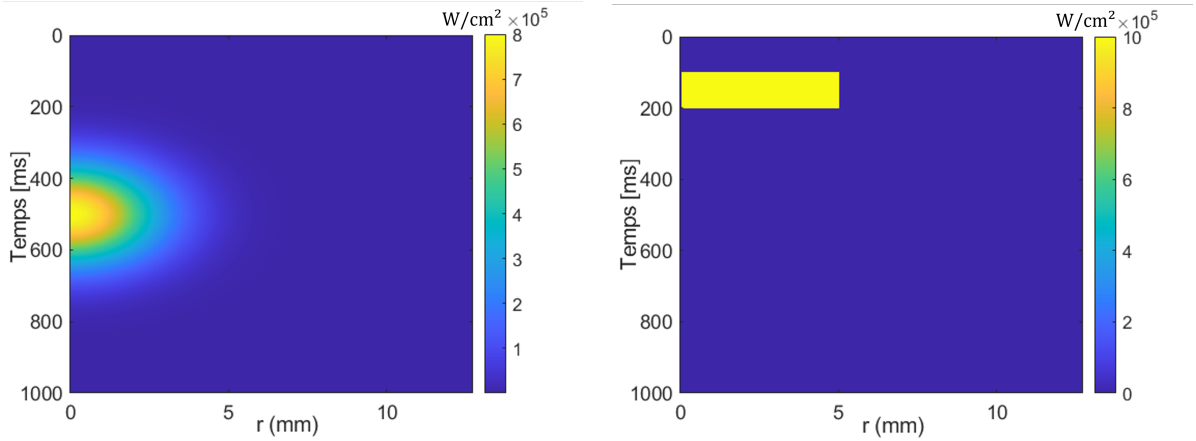


FIGURE 4.3 – Flux imposés pour tester l'hypothèse de non-rayonnement thermique dans le saphir à gauche en fonction du rayon et à droite en fonction du temps.

Les champs de température obtenus dans le cadre de ces simulations sont représentés en différents points sur les Figures 4.4. On peut constater que, malgré le fort refroidissement induit par les flux imposés en condition limite, l'ajout d'un transfert radiatif n'a que peu d'influence sur le champ de température obtenu. Les Figures 4.5 montrent clairement que la différence absolue en température entre les deux approches et quelle que soit la position, n'excède pas $0,25°C$. Ainsi on peut considérer que l'ajout de transfert thermique radiatif serait peu utile dans notre étude.

Point vocabulaire

Pour la suite de ce travail, il est essentiel de distinguer plusieurs notions fondamentales relatives aux propriétés optiques du saphir. La réflectivité désigne le *coefficient de réflexion* défini à l'interface entre deux milieux, dans le cas idéal où ceux-ci sont semi-infinis. Elle caractérise donc la fraction du rayonnement réfléchi à la surface de séparation pour une onde incidente donnée.

À l'inverse, la réflectance — ou *coefficient de réflexion apparent* — tient compte des réflexions multiples internes qui peuvent survenir dans un système comportant plusieurs

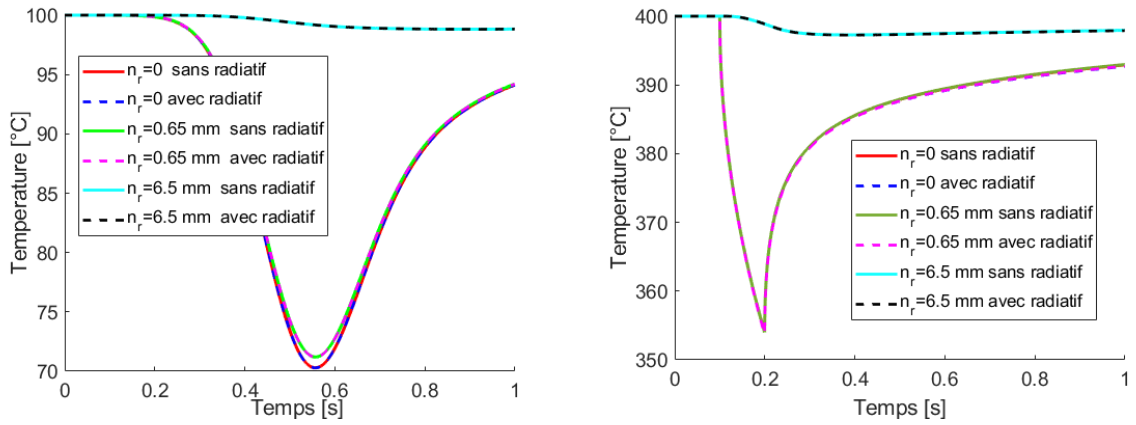


FIGURE 4.4 – Évaluation de la température à la surface du saphir avec et sans intégration d'un module de transfert radiatif à différentes distances du centre du saphir en fonction du temps pour 2 cas distincts.

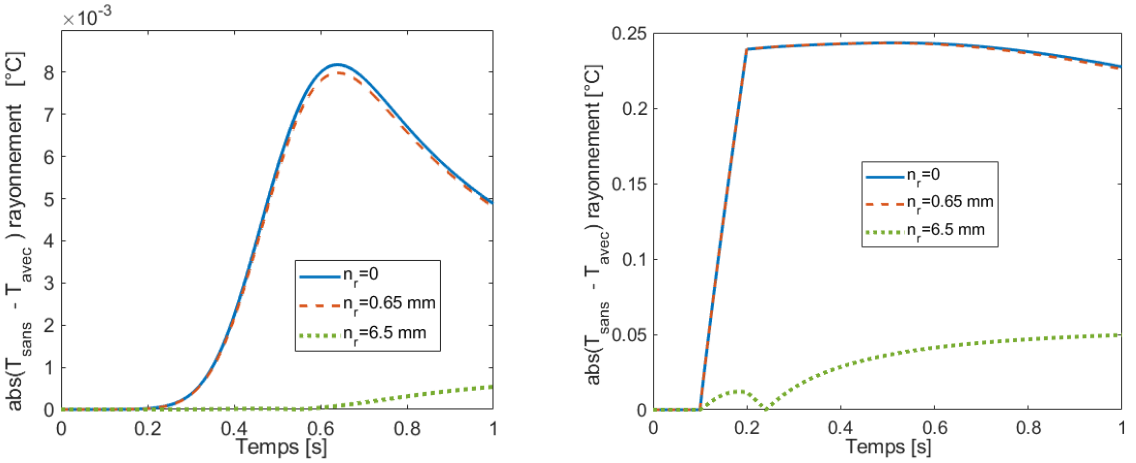


FIGURE 4.5 – Différence absolue avec et sans le module de transfert radiatif correspondant aux cas des Figures 4.4.

interfaces ou une épaisseur finie de matériau. Elle correspond ainsi à la fraction totale du flux réfléchi, telle qu'elle serait observée expérimentalement.

De manière analogue, la transmittance (ou *transmissivité apparente*) représente la fraction apparente du rayonnement traversant le saphir. Elle intègre à la fois les effets d'absorption intrinsèque du matériau (absorbance) et les pertes dues aux réflexions multiples sur les interfaces. Ainsi, la transmission mesurée expérimentalement traduit une combinaison globale des phénomènes d'absorption, de réflexion et de transmission interne, et correspond au rapport entre le flux transmis et le flux incident.

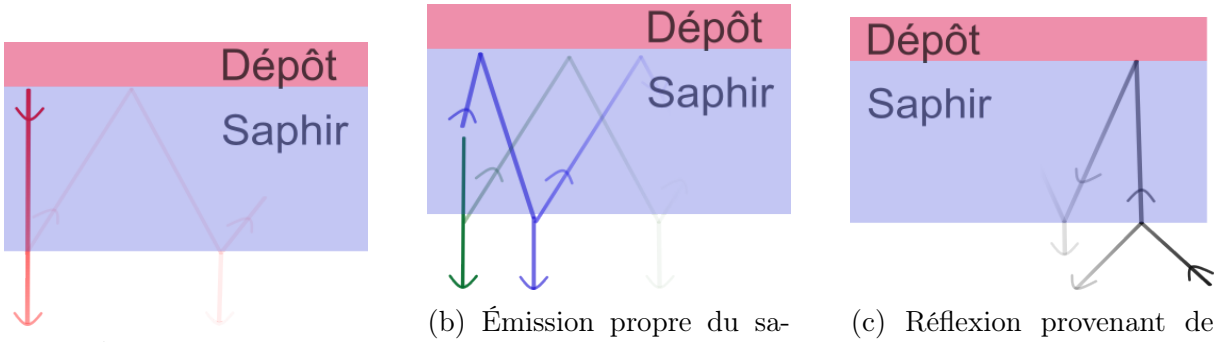
4.2.3 Le fonctionnement

Comme évoqué précédemment, lors de l'impact d'une goutte sur le saphir, la température de surface diminue, entraînant une réduction de l'émission photonique du dépôt émissif. Parallèlement, le saphir refroidi absorbe et émet lui aussi moins de photons, modifiant ainsi la contribution totale du rayonnement détecté. Ces phénomènes, étroitement interdépendants, se superposent selon des proportions inconnues.

L'origine des photons captés par la caméra — qu'ils proviennent du dépôt TiAlN, du saphir lui-même ou de réflexions parasites externes — ne peut être distinguée expérimentalement. De plus, la fraction du rayonnement absorbée par le saphir reste indéterminée. Dans ces conditions, l'application directe de la loi du corps noir pour estimer la température de surface devient inappropriée. Trois sources principales de rayonnement peuvent ainsi être identifiées :

1. le dépôt émissif ;
2. le saphir ;
3. les réflexions externes.

Ces différentes contributions sont schématisées sur la Figure 4.6.



(a) Émission du dépôt

(b) Émission propre du saphir

(c) Réflexion provenant de sources externes.

FIGURE 4.6 – Schéma représentant les sources de radiation possibles. Les réflexions multiples ainsi que les différents chemins optiques sont représentées avec un angle pour facilité la compréhension.

Ces différentes sources émettent un rayonnement conforme à la loi de Planck, c'est-à-dire comme des corps noirs à la température locale T, mais avec des émissivités effectives qui leur sont propres. Le dépôt émissif contribue par un flux spectral de corps noir $F^{\mathrm{Depot}}(\lambda, T)$, pondéré par son émissivité apparente $\tau_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$. Le saphir, quant à lui, émet un flux $F^{\mathrm{Sa}}(\lambda, T)$ pondéré par son émissivité apparente $\epsilon_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$. Enfin, une source externe de réflexion diffuse ou spéculaire peut être modélisée comme un corps noir émettant un flux $F^{\mathrm{Ext}}(\lambda, T)$, atténué par la réflectivité apparente $\rho_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$.

Le flux total de photons atteignant le capteur correspond alors à la somme spectrale de ces trois contributions, soit l'intégrale sur l'ensemble des longueurs d'onde considérées :

$$\mathrm{F}^{\mathrm{Total}}(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_1} \left(\mathrm{F}^{\mathrm{Depot}}(\lambda, T)\, \tau_{app}(\lambda, T) + \mathrm{F}^{\mathrm{Sa}}(\lambda, T) \epsilon_{app}(\lambda, T) + \mathrm{F}^{\mathrm{Ext}}(\lambda, T)\, \rho_{app}(\lambda, T) \right) \mathrm{d}\lambda \tag{4.7}$$

Le modèle doit donc être capable d'évaluer la proportion de signal venant du dépôt, du saphir ou d'autres sources externes. Pour cela, il est possible de calculer chaque partie

indépendamment :

$$\begin{aligned}
\mathrm{F}^{\mathrm{Depot}}(T) &= \int_{1\,\mu m}^{7\,\mu m} \mathrm{F}^{\mathrm{Depot}}(\lambda, T)\, \tau_{app}(\lambda, T)\mathrm{d}\lambda \\
\mathrm{F}^{\mathrm{Sa}}(T) &= \int_{1\,\mu m}^{7\,\mu m} \mathrm{F}^{\mathrm{Sa}}(\lambda, T)\epsilon_{app}(\lambda, T)\mathrm{d}\lambda \\
\mathrm{F}^{\mathrm{Ext}}(T) &= \int_{1\,\mu m}^{7\,\mu m} \mathrm{F}^{\mathrm{Ext}}(\lambda, T)\, \rho_{app}(\lambda, T)\mathrm{d}\lambda \\
\mathrm{F}^{\mathrm{total}}(T) &= \mathrm{F}^{\mathrm{Depot}}(T) + \mathrm{F}^{\mathrm{sa}}(T) + \mathrm{F}^{\mathrm{Ext}}(T)
\end{aligned}$$

En connaissant les propriétés optiques apparentes du système - à savoir la transmittance $\tau_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$, l'émissivité $\epsilon_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$ et la réflectivité $\rho_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$ - il devient possible de décomposer le flux photonique total détecté par la caméra selon son origine. En soustrayant la contribution du rayonnement émis par le saphir et celle des réflexions externes, on peut ainsi isoler la part du signal provenant exclusivement du dépôt émissif. Cette séparation permet d'estimer la température réelle du dépôt, indépendamment des perturbations radiatives liées au substrat ou à l'environnement.

L'approche adoptée repose sur un modèle radiatif inspiré de travaux antérieurs, notamment ceux de Kim *et al.* [2], qui ont étudié la dynamique de l'écoulement diphasique dans des tubes chauffés ; de Yoo *et al.* [3], consacrés à l'ébullition convective sur de larges surfaces chauffées ; ainsi que de Bucci *et al.* [4], qui ont appliqué une modélisation similaire à des expériences transitoires d'ébullition en piscine.

Cependant, dans le cas présent, la thermodépendance des propriétés optiques doit être rigoureusement prise en compte, car l'absorption du saphir varie significativement avec la température. Il est donc nécessaire de déterminer expérimentalement les propriétés optiques des différents éléments du système afin d'assurer la précision du modèle et la fiabilité de la reconstruction thermique.

4.3 Mesures FTIR pour la caractérisation des propriétés optiques

Afin de caractériser avec précision les propriétés optiques des différents éléments du système, notamment le saphir et les dépôts, des mesures de spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR, Fourier Transform Infrared Spectroscopy) ont été réalisées. Cette technique d'analyse permet de déterminer les coefficients spectraux de transmission et de réflexion des matériaux étudiés.

Contrairement à une idée reçue, la source lumineuse utilisée n'est pas monochromatique mais large bande. Dans le cas d'une mesure en transmission, l'échantillon est placé entre la source infrarouge et le détecteur ; tandis qu'en configuration de réflexion, il est disposé face à deux miroirs formant le dispositif optique (voir Figure 4.7).

Avant d'atteindre le détecteur, le faisceau traverse un interféromètre de Michelson, qui permet de discriminer les différentes longueurs d'onde par modulation d'interférences. Les données brutes ainsi acquises sont ensuite traitées numériquement - par transformée de Fourier - afin d'obtenir le spectre exploitable. Dans notre cas, ce traitement est entièrement intégré au logiciel de pilotage du spectromètre.

Enfin, que la mesure soit effectuée en réflexion ou en transmission, l'angle d'incidence est suffisamment faible pour que l'hypothèse de rayonnement unidimensionnel reste valide.

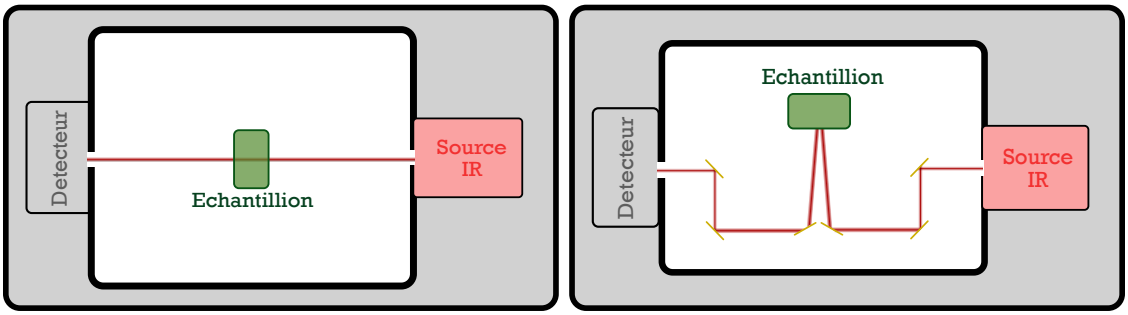


FIGURE 4.7 – Schéma de principe des mesures FTIR en transmission à gauche et en réflexion à droite.

Le spectromètre utilisé pour cette étude est un Vertex 80V (Bruker), couvrant une large plage spectrale allant du lointain infrarouge (FIR) au moyen infrarouge (MIR), au proche infrarouge (NIR), ainsi qu'au visible et à l'ultraviolet. Cette large couverture est rendue possible grâce à la présence de plusieurs sources et détecteurs interchangeables. Dans le cadre de cette étude, la configuration retenue utilise une source dans l'infrarouge moyen (MIR) associée à un détecteur DTGS (Deuterated Triglycine Sulfate), permettant d'explorer la gamme spectrale $[6000 - 450]$ cm^{-1}, soit $[1{,}6 - 22{,}2]$ µm.

L'appareil offre la possibilité de placer l'optique et/ou l'échantillon sous vide primaire, ce qui permet de réduire significativement les erreurs liées aux variations de l'atmosphère. En effet, la réalisation d'une série complète de mesures peut s'étendre sur plusieurs heures, période durant laquelle la composition de l'air ambiant peut évoluer (température, humidité, taux de CO_2, COV, etc.). Or, ces espèces présentent des bandes d'absorption caractéristiques dans le domaine infrarouge, susceptibles d'altérer les spectres enregistrés. Par exemple, le dioxyde de carbone présente un pic d'absorption marqué à 4,2 µm [5].

Pour les mesures effectuées à température élevée, il a parfois été nécessaire de désactiver le mode vide, le système de chauffe étant incompatible avec l'enceinte étanche. Cer-

taines mesures peuvent donc comporter de légères incertitudes identifiables, liées à des fluctuations de l'atmosphère durant l'acquisition. Le système de chauffe utilisé est identique à celui décrit dans la section 2.2 pour les expériences d'impact. Le bloc chauffant contenant le saphir est positionné à la verticale, de manière à être directement exposé au faisceau incident. L'émission thermique entre 20 °C et 500 °C se situant précisément dans la plage spectrale d'étude, il a été vérifié préalablement que le capteur ne détectait aucun rayonnement parasite émis par le bloc chauffant ou par le système d'échantillonnage lui-même.

Avant toute mesure de transmission ou de réflexion, une mesure de référence est réalisée afin de caractériser la réponse propre du système : source infrarouge, détecteur, atmosphère et miroirs éventuels. Cette référence consiste en : une mesure sans échantillon pour la transmission ; une mesure avec un miroir de référence pour la réflexion.

Un spectre de référence en transmission est présenté sur la Figure 4.8. On y observe une réduction d'efficacité de la source et du détecteur dans les courtes longueurs d'onde, ce qui se traduit par un rapport signal/bruit plus faible dans cette région. Cet effet se retrouve sur la Figure 4.10, où l'on constate une augmentation du bruit expérimental et une croissance de l'incertitude d'estimation associée.

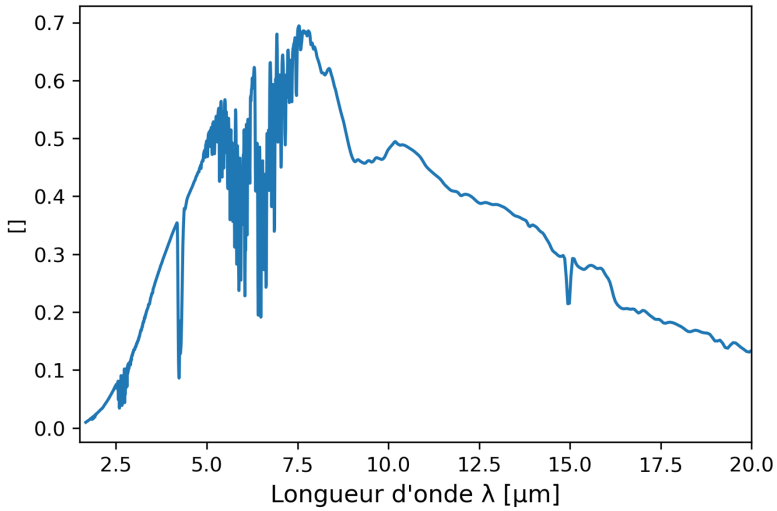
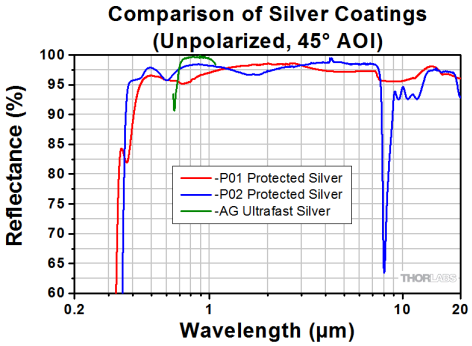


FIGURE 4.8 – Exemple de spectre de référence en transmission issu du spectrométre utilisé pour les mesures FTIR.

Pour caractériser l'échantillon, il est possible d'obtenir la grandeur recherchée (transmittance ou réflectance dans notre cas) en divisant le spectre obtenu avec l'échantillon par le spectre de référence approprié.
Dans le cas des mesures réalisées en mode réflexion, il est important de noter que la référence se fait avec un miroir en argent. L'argent possède un excellent coefficient de réflexion dans l'infrarouge mais il n'est pas parfait, Figure 4.3. Cela implique un biais dans la référence qui doit être corrigé pour compenser son effet. Pour ce faire, le spectre de référence en réflexion a été divisé par le spectre de réflexion du miroir utilisé, donnée par le fabricant.



Incertitude par Monte Carlo

Afin d'estimer les incertitudes associées aux mesures, la méthode de Monte Carlo a été privilégiée. En effet, la complexité des équations mathématiques utilisées rend l'approche classique de propagation des incertitudes particulièrement lourde à mettre en œuvre. Les incertitudes ont d'abord été évaluées sur les mesures de référence (en transmission et en réflexion), puis propagées tout au long des calculs. Pour ce faire, plusieurs références ont été réalisées dans les deux configurations, permettant de calculer, pour chaque longueur d'onde, la moyenne et l'écart-type correspondants. Ces écarts-types servent ensuite de base pour effectuer un grand nombre de tirages aléatoires selon une loi gaussienne centrée sur la moyenne expérimentale, simulant ainsi numériquement la répétition de l'expérience.

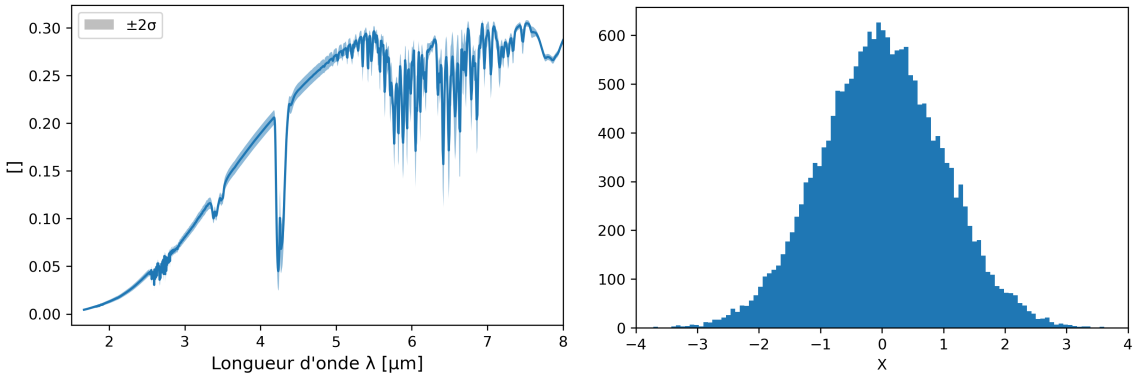


FIGURE 4.9 – À gauche, spectre de référence en réflexion avec l'écart-type. À droite, distribution d'une loi gaussienne avec 20 000 tires.

La Figure 4.9 (à gauche) illustre l'écart-type calculé sur les références en réflexion. On constate que, pour certaines longueurs d'onde, l'écart-type σ est supérieur à l'espérance μ. En imposant une erreur relative inférieure à 1 % de la moyenne, on obtient :

$$\sigma \leq \mu$$

et

$$N \geq \left(\frac{100\mu}{\sigma}\right)^2$$

où N représente le nombre de tirages nécessaires. Dans ce contexte, il faut effectuer environ $N = 10,000$ tirages pour garantir une erreur inférieure à 1 %. En pratique, 200 000 tirages sont réalisés pour chaque mesure, à partir de la moyenne et de l'écart-type estimés. La Figure 4.9 (à droite) montre l'histogramme correspondant à ces 20 000 tirages aléatoires suivant une loi normale. La distribution obtenue s'ajuste parfaitement à une loi gaussienne théorique, confirmant que cette simulation reproduit fidèlement la variabilité expérimentale que l'on observerait si l'expérience était répétée un grand nombre de fois.

Après chaque mesure, un tirage aléatoire est donc effectué selon une loi normale centrée sur la valeur mesurée, avec un écart-type égal à l'incertitude estimée. Cette approche permet de générer un ensemble de mesures simulées (ou artificielles). Pour chaque longueur d'onde, une distribution statistique est ainsi obtenue, servant de base aux calculs ultérieurs. Par exemple, pour déterminer la transmittance d'un échantillon, le rapport entre la mesure de l'échantillon et celle de la référence est calculé pour chaque paire de tirages correspondants. On obtient ainsi, pour chaque longueur d'onde, une distribution de transmittance dont la moyenne et l'écart-type reflètent l'incertitude propagée. Le même principe s'applique à l'ensemble des équations utilisées.

Les Figures présentées par la suite afficheront donc la moyenne accompagnée de ±2 fois l'écart-type, correspondant à un intervalle de confiance de 95 %.

4.3.1 Caractérisation de la transmittance

La transmittance d'un saphir d'une épaisseur e de 5mm à différentes températures est représentée sur la Figure 4.10. Une très bonne transmission est observée entre $1,5$ et 4 μm. Cette transmission n'est pas de 100% due à la partie réfléchie. Le coefficient de réflexion pour le saphir est d'environ 8% dans notre gamme de longueur d'onde (cf 4.3.2). Après 4 μm la transmittance chute nettement jusqu'à atteindre 0 vers 6 μm. La longueur d'onde à laquelle le saphir commence à absorber est fonction de la température. A 20 °C le saphir commence à absorber à $4,2$ μm alors qu'à 500 °C, il commence à absorber à $3,5$ μm. La transmittance tombe à 0 à $6,2$ μm à 20 °C et à $5,6$ μm à 500 °C.

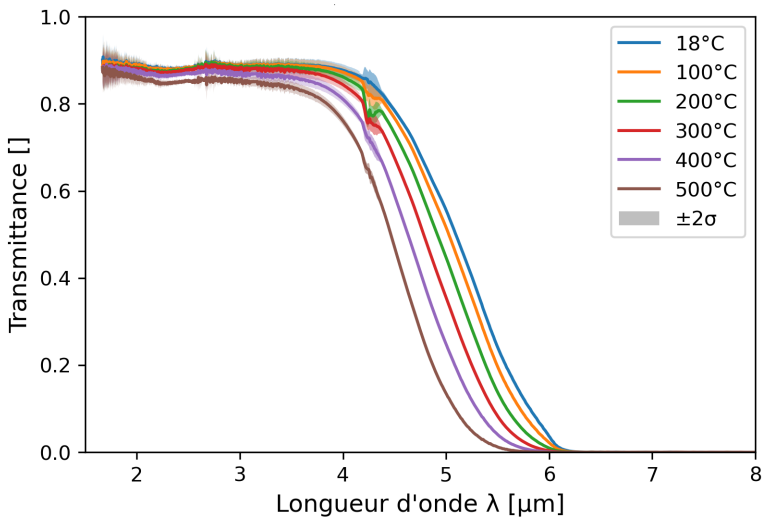


FIGURE 4.10 – Transmittance d'un saphir de 5mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde à différentes températures.

4.3.2 Coefficient de réflexion du saphir dans l'air

Le premier paramètre étudié est le coefficient de réflexion du saphir dans l'air ρ qui correspond au taux de photon réfléchi à sa surface quand il est placé dans l'air. Il sera noté ρ_{sa} par la suite pour $\rho_{\text{saphir}-\text{air}}$. La réflectivité normale du rayonnement entre un matériau 1 avec un indice de réfraction n_1 un matériau 2 avec un indice de réfraction n_2 est donnée par Fowles *et al.* dans [6] :

$$\rho(\lambda) = \frac{(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))^2}{(n_1(\lambda) + n_2(\lambda))^2} \tag{4.8}$$

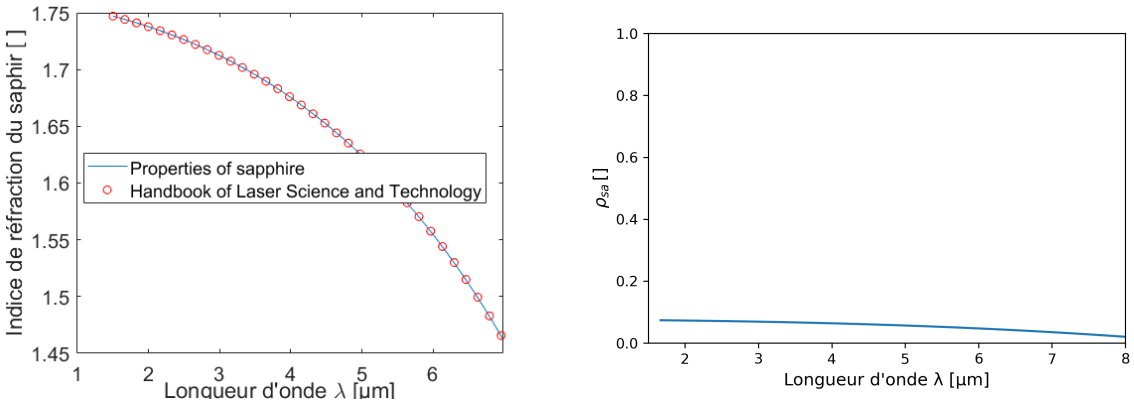
La loi empirique de Sellmeier peut être utilisée pour quantifier l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour des milieux transparents.

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_{i=1}^{3} \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - B_i} \tag{4.9}$$

L'indice de réfraction de saphir est bien documenté dans la littérature depuis de nombreuses années. Les coefficients A_1, A_2, A_3 *et* B_1, B_2, B_3 valent $A_1 = 1,023798$, $A_2 =$

$1,058264$, $A_3 = 5,280792$, $B_1 = 0,06144821$, $B_2 = 0,1106997$ et $B_3 = 17,92656$ dans le cas du saphir dans *Refraction and dispersion of synthetic sapphire* [7]. D'autres coefficients A_i et B_i peuvent être utilisés et donnent des fonctions extrêmement similaires, par exemple dans Handbook of Laser Science and Technology [8].

Le coefficient de réfraction de l'air étant d'environ 1, il est possible de calculer le coefficient de réflexion du saphir dans l'air (équation 4.8). La Figure 4.11a représente le coefficient de réfraction du saphir et la Figure 4.11b, le coefficient de réflexion du saphir dans l'air en fonction de la longueur d'onde. Ce dernier est calculé à partir de l'équation 4.8 en utilisant les valeurs de n issues de *Properties of sapphire* [9].



(a) Coefficient de réfraction du saphir en fonction de la longueur d'onde.

(b) Coefficient de réflexion du saphir dans l'air en fonction de la longueur d'onde.

FIGURE 4.11 – Coefficient de réfraction (a) de [9] et [8] et de réflexion (b) du saphir dans l'air en fonction de la longueur d'onde calculé à partir de l'équation 4.8 avec les coefficient de [9].

La thermodépendance du coefficient de réfraction du saphir est aussi bien documentée, elle est d'environ $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} = 1 \cdot 10^{-5}$ K^{-1} [9]. Or,

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}$$

avec,

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{sa}}{\mathrm{d}n} = 4(\frac{n-1}{n+1})^3$$

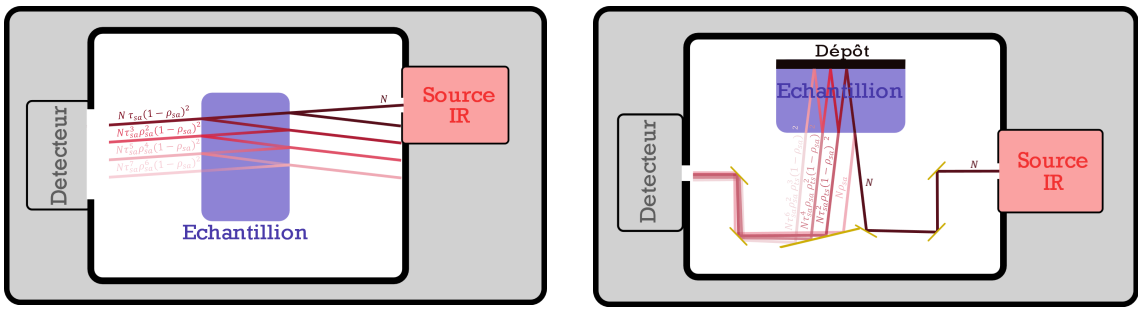
$$\frac{\mathrm{d}\rho_{sa}}{\mathrm{d}T} = 4(\frac{n-1}{n+1})^3 1e-5 \tag{4.10}$$

avec $n \approx 1,5$, et d'après l'équation 4.10, $\frac{\mathrm{d}\rho_{sa}}{\mathrm{d}T} \approx 3,2 \cdot 10^{-7}$ K^{-1}. Ainsi, on peut considérer que ρ_{sa} est indépendant de la température dans notre zone de travail.

4.3.3 Coefficient d'absorption du saphir

Lorsque le flux de photons issus de la source arrive à l'interface air-saphir, une partie du flux est réfléchie et le reste traverse l'interface. Le flux continue alors son chemin dans le saphir, en étant plus ou moins absorbé selon sa longueur d'onde (loi de Beer-Lambert) puis arrive à l'interface saphir-air. De la même façon, une partie du flux est réfléchie pour rester dans le saphir alors que l'autre partie traverse l'interface et vient rejoindre le

détecteur. La partie réfléchie part dans le sens opposé et se fait plus ou moins absorbé. Cette partie arrive à nouveau à l'interface saphir-air et de la même manière, une partie est réfléchie et l'autre traverse. La partie qui a traversé l'interface retourne en direction de la source et ne sera donc jamais captée. Ce phénomène d'aller-retour se fait à l'infini comme schématisé sur la Figure 4.12a.



(a) Schéma des réflexions multiples dans un saphir lors de mesure de FTIR en transmission.

(b) Schéma des réflexions multiples dans un saphir avec un dépôt sur la face extérieur lors de mesure de FTIR en réflexion.

FIGURE 4.12 – Schéma des multiples réflexions dans un saphir avec ou sans un revêtement lors d'une mesure FTIR. Afin d'illustrer au mieux ce phénomène de réflexions multiples, un angle à volontairement été ajouté sur la direction des photons.

L'expression qui permet d'exprimer τ_{sa} le taux d'absorption du saphir en fonction de l'épaisseur traversée L est la suivante :

$$\tau_{sa}(L,\lambda,T) = \exp\left(-\int_0^L \alpha_{sa}(\lambda,T)\mathrm{d}z \right) \tag{4.11}$$

Dans notre cas, la longueur traversée correspond à l'épaisseur du saphir e et α_{sa} est le coefficient d'atténuation linéique du saphir. Ce coefficient, en m^{-1} est fonction de la longueur d'onde mais aussi de la température dans le cas du saphir comme illustré sur la Figure 4.10. Pour simplifier les notations, on notera par la suite $\tau_{sa}(e,\lambda,T) = \tau_{sa}$.

En tenant compte des réflexions multiples, le flux de photons transmis peut donc s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} N^{transmis} &= N^{source}\Big((1-\rho_{sa})\,\tau_{sa}\,(1-\rho_{sa}) \;+\; (1-\rho_{sa})\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}(1-\rho_{sa}) \\ &\quad +\; (1-\rho_{sa})\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}\,\rho_{sa}\,\tau_{sa}(1-\rho_{sa}) \;+\; \cdots \Big) \\ &= N^{source}\Big((1-\rho_{sa})^2\,\tau_{sa} \;+\; (1-\rho_{sa})^2\,\tau_{sa}^3\rho_{sa}^2 \;+\; (1-\rho_{sa})^2\,\tau_{sa}^5\rho_{sa}^4 \;+\; \cdots \Big) \\ &= N^{source}\,(1-\rho_{sa})^2\,\tau_{sa} \sum_{i=0}^{\infty} \Big(\tau_{sa}\,\rho_{sa}\Big)^{2i} \end{aligned} \tag{4.12}$$

Finalement

$$N^{transmis} = N^{source}\frac{(1-\rho_{sa})^2\tau_{sa}}{1-\rho_{sa}^2\tau_s^2} \tag{4.13}$$

Le spectromètre nous donnant le rapport $N = N^{transmis}/N^{source}$ et connaissant ρ_{sa}, il ne reste alors qu'une seule inconnue : τ_{sa} qui correspond au coefficient d'absorption

du saphir d'épaisseur $e = 5$ mm. En combinant l'équation et les mesures réalisées en transmission, il est alors possible d'estimer ce coefficient α du saphir (noté α_{sa}) pour chaque température.

$$\alpha_{sa} = -\frac{ln(\frac{-\rho_{sa}^2+2\rho_{sa}-1+\sqrt{4N^2\rho_{sa}^2+\rho_{sa}^4-4\rho_{sa}^3+6\rho_{sa}^2-4\rho_{sa}+1}}{2N\rho_{sa}^2})}{L} \tag{4.14}$$

La Figure 4.13 montre l'estimation du coefficient d'absorption du saphir par application de l'équation 4.14 sur les mesures de la Figure 4.10. Comme attendu, le saphir commence à absorber vers 4 μm et, plus la température est élevée, plus l'absorption est forte.

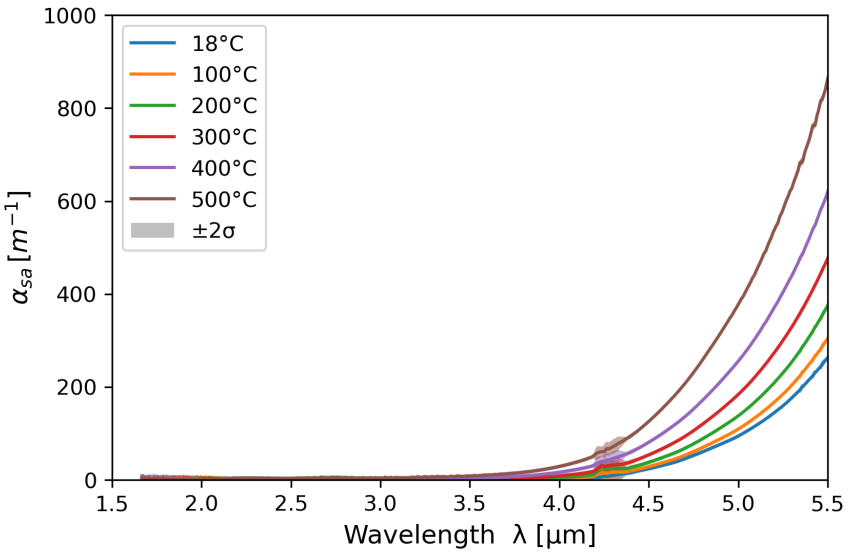


FIGURE 4.13 – Coefficient d'atténuation linéique α_{sa} du saphir en fonction de la longueur d'onde à différentes températures.

Sur la Figure 4.13, on peut constater une petite anomalie autour de $4,2$ μm. Cette anomalie correspond à une raie d'absorption du CO_2. Il est probable que le taux de CO_2 ait évolué dans la pièce entre la mesure du spectre de référence et les mesures réalisées aux différentes températures.

A partir des ces mesures et en application de la loi de Beer-Lambert, on peut calculer la valeur de α au-delà de laquelle moins de $0,01\%$ du signal est transmis à travers un saphir de 5 mm d'épaisseur :

$$\begin{aligned} \frac{N^{transmit}}{N^{source}} &= 0,0001 = e^{-L\alpha_{max}} \\ \alpha_{max} &= 1840 \text{ m}^{-1} \end{aligned} \tag{4.15}$$

On peut considérer qu'au-delà de $\alpha = 2000$ m^{-1}, aucun signal ne traverse un saphir de 5 mm. Ainsi quand α devient grand, le seul signal capté correspond à du bruit. Cela se constate sur la Figure 4.14 qui représente le coefficient d'absorption du saphir α_{sa} estimé à plus haute longueur d'onde. Le coefficient α_{sa} croit jusqu'à atteindre environ 2000 m^{-1} entre $5,5$ et $6,0$ μm en fonction de la température. Après avoir atteint cette valeur, l'estimation devient très bruitée, oscillent entre 1800 et 2500 m^{-1}.

Comparaison avec la littérature sur les valeurs de transmittance

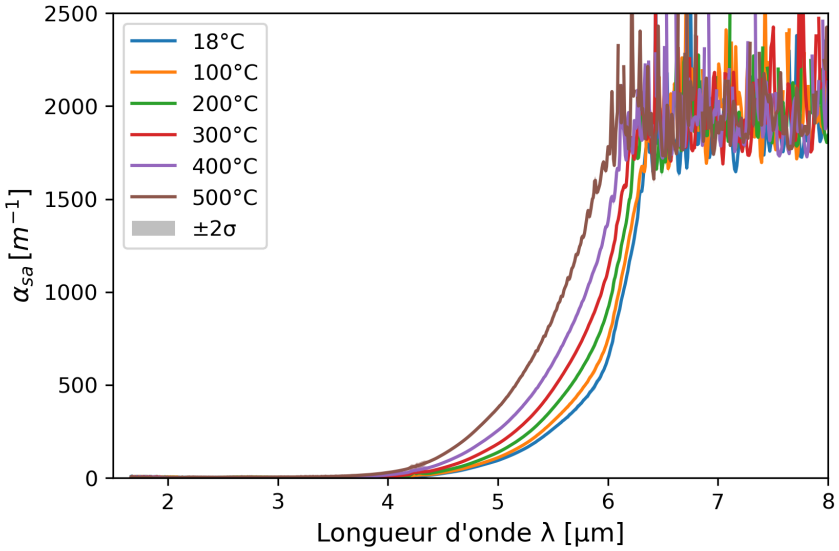


FIGURE 4.14 – Coefficient d'atténuation linéique α_{sa} du saphir en fonction de la longueur d'onde à différentes températures.

La Figure 4.15 montre une comparaison entre l'estimation de α_{sa} à partir des présentes mesures et les valeurs issues de la littérature (Harris *et al.* [10] à 300 K et avec Properties of sapphires [9] à 300 K et 700 K). On peut voir une très grande similitude avec Harris *et al.* à 300 K, tandis que les valeurs données par Properties of sapphires ont tendance à être inférieures. Une explication probable peut résider dans le fait que l'orientation du saphir n'est pas donnée dans Properties of sapphires. On constate cependant que les données de Harris *et al.* sur le a-Plane sont très proches des valeurs de Properties of sapphires à 300 K. On peut donc raisonnablement penser que les mesures faites dans Properties of sapphires sont sur le plan-a.

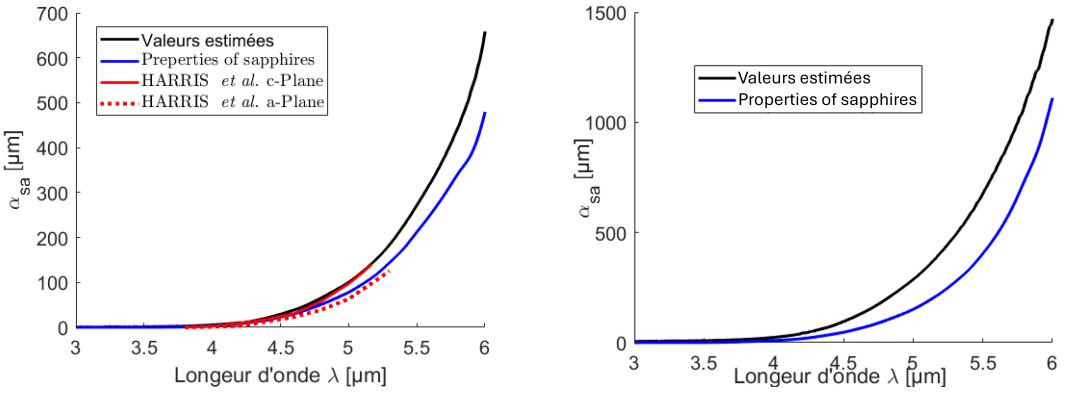


FIGURE 4.15 – Comparaison du coefficient d'absorption estimé des mesures FTIR avec les valeurs issues de Properties of sapphires [9] et de Harris *et al.* [10] à 300 K à gauche et 700 K à droite.

4.3.4 Coefficient de réflexion du TiAlN

La Figure 4.16 représente la réflectivité apparente d'un dépôt de TiAlN sur du saphir. De 1, 5 µm à 4, 5 µm, la réflexion y est globalement constante sauf autour de 3, 5 µm où

une anomalie apparaît. Cette anomalie est due à une correction imparfaite du miroir de référence. A partir de $4,5$ µm, la réflectivité apparente chute pour atteindre une valeur de $0,06$ à $5,5$ µm. Cette forte diminution est due à l'absorption du saphir. En effet, comme vue précédemment, le saphir absorbe la majorité du signal après $5,5$ µm. Cela implique que tous les photons avec une longueur d'onde plus grande qui pénètrent le saphir se font absorber. Seul reste les photons réfléchis à la première réflexion. La courbe après 6 µm correspond exactement au coefficient de réflexion du saphir présenté sur la Figure 4.11b.

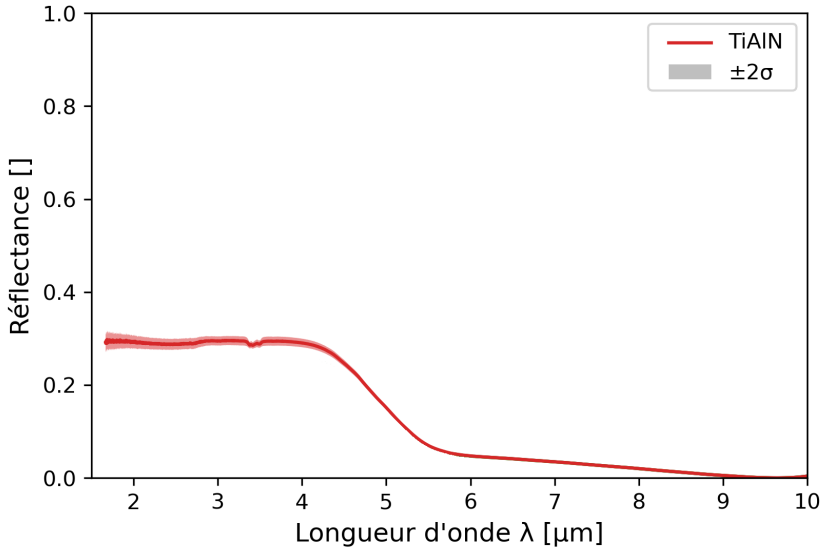


FIGURE 4.16 – Réflectance d'un dépôt de TiAlN sur un saphir de 5mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde.

Dans cette configuration, trois paramètres régissent le comportement des photons, le coefficient de réflexion du saphir dans l'air, ρ_{sa}, le coefficient d'absorption du saphir, α_{sa}, et enfin le coefficient de réflexion du dépôt de TiAlN noté ρ_{ts} pour $\rho_{\text{top-saphir}}$. Le coefficient de réflexion apparente N pour $N = N^{transmis}/N^{source}$ peut s'exprimer suivant cette équation :

$$\mathrm{N} = \frac{\mathrm{N}^{transmit}}{\mathrm{N}^{source}} = \rho_{\text{sa}} + \frac{(1-\rho_{\text{sa}})^2 \tau_{sa}^2 \rho_{\text{ts}}}{1 - \rho_{\text{sa}}\rho_{\text{ts}}\tau_{\text{sa}}^2} \tag{4.16}$$

La Figure 4.12b schématise les différentes réflexions qui apparaissent. Dans l'équation 4.16, seule la variable ρ_{ts} est inconnue et peut s'obtenir à partir de cette expression :

$$\rho_{\text{ts}} = \frac{\mathrm{N} - \rho_{\text{sa}}}{\tau_{\text{sa}}^2(1 - 2\rho_{\text{sa}} + \rho_{\text{sa}}\mathrm{N})} \tag{4.17}$$

Grâce à cette équation (4.17), il est possible d'estimer le coefficient de réflexion du TiAlN déposé sur le saphir à différentes températures comme le montre la Figure 4.17. Sur cette figure, il apparaît clairement que le coefficient de réflexion du TiAlN ne varie que peu avec la longueur d'onde et est indépendant de la température. Pour la suite, nous considérerons donc que ρ_{ts} est indépendant de la température.

La Figure 4.18 montre la mesure de coefficient de reflectance de différent dépôt. On peut y constater que le coefficient de réflectance n'est pas le même en fonction des échantillons. On prêtera donc attention au dépôt choisi pour chaque expérience.

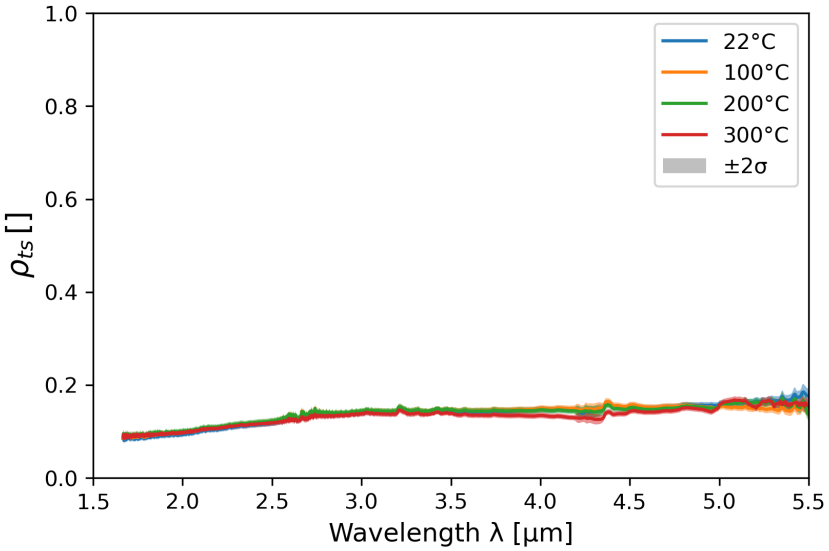


FIGURE 4.17 – Coefficient de réflexion d'un dépôt de TiAlN sur un saphir de 5mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde à différentes températures.

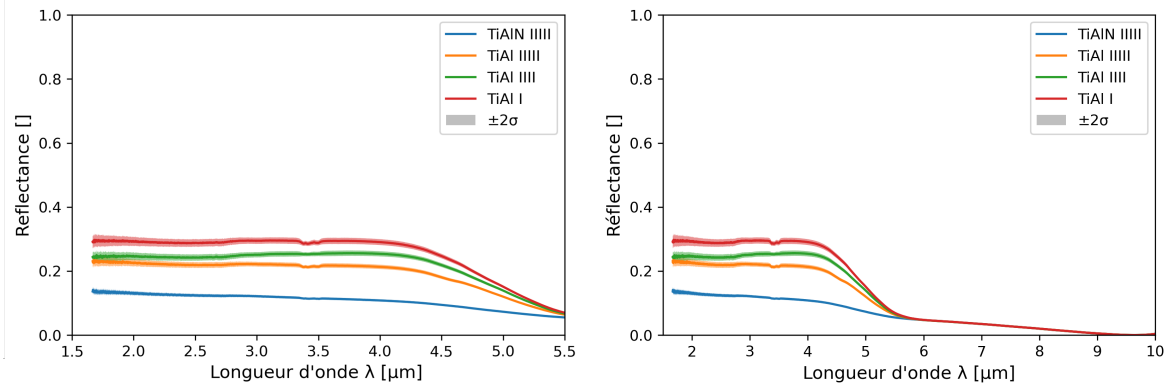


FIGURE 4.18 – Coefficient de réflexion apparente de différents dépôt de TiAlN sur saphir de 5 mm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde.

4.3.5 Estimation des émissivitées

Pour le dépôt de TiAlN, comme pour tout milieu fin et opaque, en utilisant la conservation de l'énergie $T+R+A=1$, où $T=0$ et $A=1-R$, on a donc ici $\alpha_{\text{Top}}=1-\rho_{\text{Top-sa}}$. En appliquant la loi de Kirchhoff, à savoir $\epsilon(\lambda,T)=\alpha(\lambda,T)$, il est possible de connaître l'émissivité du dépôt :

$$\epsilon_{\text{Top}}(\lambda,T)=1-\rho_{\text{ts}}(\lambda,T)$$

De la même façon, il est possible de connaître l'émissivité du saphir, cependant il est important de rappeler que le saphir est un milieu semi-transparent, le flux émis est fonction de l'épaisseur du milieu.

$$\mathrm{d}\epsilon_{\text{sapphire}}(\lambda,T)=\alpha_{\text{sa}}(\lambda,T)\mathrm{d}x$$

4.4 Le modèle radiatif

Grâce aux mesures présentées dans la section précédente, nous disposons maintenant de toutes les propriétés optiques de notre système, il est alors possible de procéder à la modélisation de son comportement pour simuler le flux de photons reçus par la caméra.

4.4.1 Émissions des photons

L'exitance (intégration de la luminance sur l'hémisphère) du corps noir est donné par la loi de Planck et donne le flux énergétique émis par unité de surface :

$$\mathrm{M}(\lambda, T) = \frac{2\pi \mathrm{hc}^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\mathrm{hc}}{\lambda \mathrm{k_B} T}} - 1}$$

avec :

— h : constante de Planck,
— c : célérité de la lumière,
— k_B : constante de Boltzmann.

Connaissant l'énergie d'un photon, on peut en déduire la densité de flux de photon émis par unité de surface :

$$\mathrm{N_{BB}}(\lambda, T) = \frac{2\pi \mathrm{c}}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{\mathrm{hc}}{\lambda \mathrm{k_B} T}} - 1} \tag{4.18}$$

Afin de ne pas trop alourdir la notation, les dépendances en λ et en températures ne seront plus notées explicitement par la suite.

Émission du dépôt

Connaissant l'émissivité de notre dépôt, il est possible de simuler son émission :

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{Top}} &= \epsilon_{\mathrm{Top}} \frac{2\pi \mathrm{c}}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{\mathrm{hc}}{\lambda \mathrm{k_B} T}} - 1} \\ &= \mathrm{N_{BB}}\, \epsilon_{\mathrm{Top}} \\ &= \mathrm{N_{BB}}\, (1 - \rho_{\mathrm{ts}}) \end{aligned} \tag{4.19}$$

Les photons émis par ce dépôt traversent le saphir et peuvent ou non être absorbés avec un coefficient de transmission τ_{sa}, puis arrivent à l'interface saphir-air. ρ_{sa} pourcent des photons sont réfléchis et restent dans le saphir et $(1 - \rho_{\mathrm{sa}})$ pourcent traversent l'interface pour atteindre le capteur de la caméra. Les photons réfléchis retraversent le saphir avec τ_{sa} pourcent absorbés puis arrivent à l'interface saphir-dépôt. Une partie est absorbée par le dépôt, l'autre partie est réfléchie $(1-\rho_{\mathrm{ts}})$, traverse le saphir à nouveau et ainsi de suite.

Nous avons donc, $\mathrm{N_{Top}} = \mathrm{N_{BB}}\,((1 - \rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1 - \rho_{\mathrm{sa}}))$ qui arrivent à la caméra sans réflexion dans le saphir. Puis il faut y ajouter la première réflexion $\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}(1 - \rho_{\mathrm{sa}}) = \rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}^2(1 - \rho_{\mathrm{sa}})$, la deuxième réflexion, $\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}(1 - \rho_{\mathrm{sa}}) = \rho_{\mathrm{sa}}^2\tau_{\mathrm{sa}}^4\rho_{\mathrm{ts}}^2(1 - \rho_{\mathrm{sa}})$, et ainsi de suite à l'infini. Ce coefficient de transmission apparente, τ_{app} suit une suite arithmétique comme vu précédemment :

$$\begin{aligned} \tau_{\mathrm{app}} &= (1 - \rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1 - \rho_{\mathrm{sa}}) \sum_{n=0}^{\infty} (\rho_{\mathrm{sa}}\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{sa}^2)^n \\ &= \frac{(1 - \rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1 - \rho_{\mathrm{sa}})}{1 - \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}}} \end{aligned} \tag{4.20}$$

car $\rho_{\mathrm{sa}} \leq 1$, $\rho_{\mathrm{ts}} \leq 1$ et $\tau_{\mathrm{sa}} \leq 1$
Finalement,

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{Top}}^{total} &= \mathrm{N_{BB}} \frac{(1-\rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}})}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}}} \\ \mathrm{N_{Top}}^{total} &= \mathrm{N_{BB}}\,\tau_{\mathrm{app}} \end{aligned} \tag{4.21}$$

Il est important de remarquer que ρ_{ts} étant le coefficient de réflexion entre le dépôt et le saphir, il est possible de simuler l'émission d'un corps noir sur le saphir en posant $\rho_{\mathrm{ts}} \longrightarrow 0$ ou bien, de simuler le cas d'un saphir sans dépôt avec $\rho_{\mathrm{ts}} = \rho_{\mathrm{sa}}$.

Émission du saphir

De la même manière que pour l'estimation de l'émission de photons provenant du dépôt, le nombre de photon émis par le saphir peut s'estimer à partir des relations suivantes :

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{sa}} &= \int_0^L \mathrm{N_{BB}}\,\mathrm{d}\epsilon_{sa} \\ \mathrm{N_{sa}} &= \int_0^L \mathrm{N_{BB}}\,\alpha_{sa}\mathrm{d}z \end{aligned}$$

Attention, il n'est pas possible de sortir $\mathrm{N_{BB}}$ de l'intégrale car l'émission du corps noir dépend de sa température qui elle-même est fonction de z.

$$\mathrm{N_{sa}}(\lambda, T(z)) = \int_0^L \mathrm{N_{BB}}(\lambda, T(z))\,\alpha_{sa}(\lambda, T(z))\mathrm{d}z$$

avec L l'épaisseur du saphir. Dans cette même épaisseur, les photons émis par le saphir peuvent être absorbés :

$$\mathrm{N_{sa}} = \int_0^L \mathrm{N_{BB}}\,\alpha_{\mathrm{sa}}\,e^{-z\,\alpha_{\mathrm{sa}}}\mathrm{d}z$$

L'émission du saphir étant hémisphérique, dans notre cas 1D, il faut distinguer les photons émis vers le dépôt (N_{sa}^{+}) des photons émis vers la caméra (N_{sa}^{-}) car ils n'ont pas le même parcours optique.

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{sa}^{+}} &= \int_0^L \mathrm{N_{BB}}\,\alpha_{\mathrm{sa}}\,e^{-\alpha_{\mathrm{sa}}(L-z)}\,\mathrm{d}z \\ \mathrm{N_{sa}^{-}} &= \int_0^L \mathrm{N_{BB}}\,\alpha_{\mathrm{sa}}\,e^{-\alpha_{\mathrm{sa}}z}\,\mathrm{d}z \end{aligned} \tag{4.22}$$

Les photons émis vers le haut rencontrent d'abord le dépôt et sont soit transmis et absorbés, soit réfléchis pour traverser le saphir et rencontrer l'interface air-saphir. Les réflexions multiples suivent le même schéma que vu précédemment. Les photons émis vers le bas rencontrent d'abord l'interface saphir-air puis subissent le même schéma de réflexion. Ces deux chemins optique doivent être distingués.

$$\begin{aligned} \mathrm{N_{sa}^{+}}^{totale} &= \mathrm{N_{sa}^{+}} \frac{\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}})}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}^2} \\ \mathrm{N_{sa}^{-}}^{totale} &= \mathrm{N_{sa}^{-}} \frac{(1-\rho_{\mathrm{sa}})}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{\mathrm{sa}}^2} \end{aligned}$$

$$N_{sa}^{totale} = N_{sa}^{+\,totale}\epsilon_{app}^{+} + N_{sa}^{-\,totale}\epsilon_{app}^{-} \tag{4.23}$$

Émission extérieure

Dans l'hypothèse de la présence d'un mileu émissif extérieur à proximité du système, il pourrait se réfléchir (avec réflexions multiples) sur le saphir et arriver à la caméra.

$$\begin{aligned} N_{ext} &= N_{BB}\left(\rho_{sa} + \frac{\rho_{ts}\tau_{sa}^2(1-\rho_{sa})^2}{1-\rho_{ts}\rho_{sa}\tau_{sa}^2}\right) \\ N_{ext} &= N_{BB}\,\rho_{app} \end{aligned} \tag{4.24}$$

Pour synthétiser le chemin des photons émis qui arrivent à la caméra, la Figure 4.19 schématise les émissions des différentes parties expliquées précédemment.

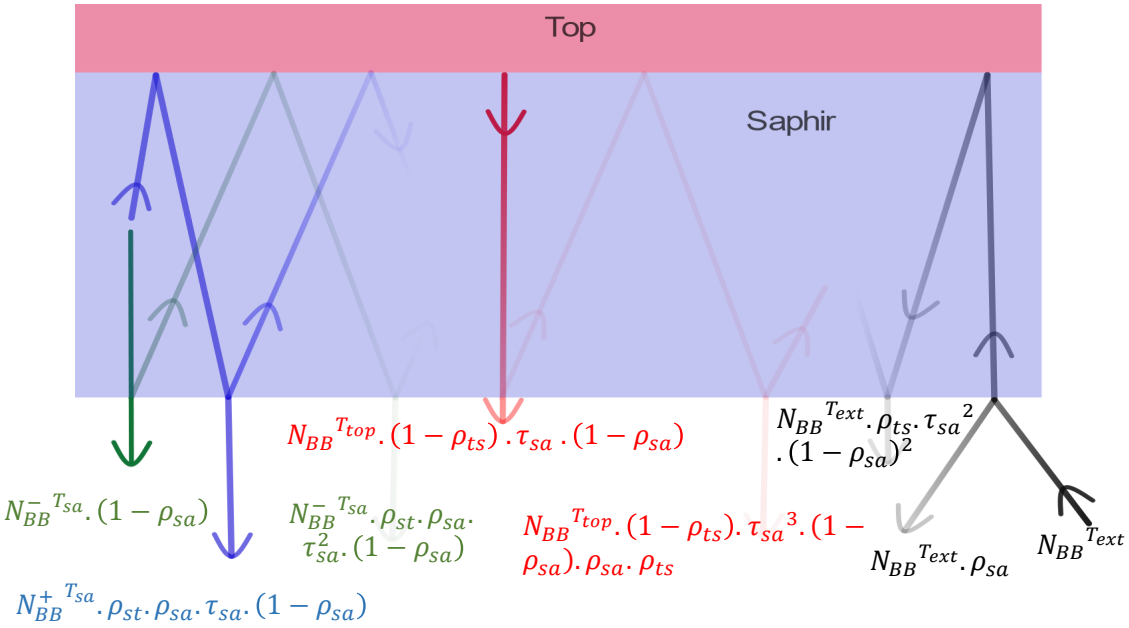


FIGURE 4.19 – Schéma représentant l'émission des différents éléments du système avec quelques réflexions multiples et leurs équations associées.

4.4.2 Vérifications des coefficients trouvés

En supposant une température uniforme dans l'ensemble du saphir, on a :

$$N_{sa}^{+} = N_{BB}\int_0^L \alpha_{sa}\, e^{-\alpha_{sa}(L-z)}\mathrm{d}z$$

et

$$N_{sa}^{-} = N_{BB}\int_0^L \alpha_{sa}\, e^{-\alpha_{sa}\,z}\mathrm{d}z$$

soit,

$$\begin{aligned} N_{sa}^{+} &= N_{BB}\,(1-e^{-\alpha_{sa}\,L}) \\ N_{sa}^{+} &= N_{BB}\,(1-\tau_{sa}) \end{aligned}$$

et

$$\mathrm{N}_{\mathrm{sa}}^{-} = \mathrm{N}_{\mathrm{BB}}\,(1 - e^{-\alpha_{\mathrm{sa}}\,L})$$
$$\mathrm{N}_{\mathrm{sa}}^{-} = \mathrm{N}_{\mathrm{BB}}\,(1 - \tau_{\mathrm{sa}})$$

En faisant l'hypothèse que la température du saphir est uniforme, on peut intuiter qu'il n'y a pas de raison que plus de photons soient émis dans un sens que dans l'autre, cela se vérifie avec les équations précédentes. On peut à présent vérifier que la somme des coefficients de transmission, absorption et de réflexion est bien égale à 1 :

$$1 = \frac{(1-\rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}})}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}}} + \frac{(1-\tau_{\mathrm{sa}})\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}}) + (1-\tau_{\mathrm{sa}})(1-\rho_{sa})}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}}} + \rho_{\mathrm{sa}} + \frac{\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2(1-\rho_{\mathrm{sa}})^2}{1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{sa}}$$

$$1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}} = (1-\rho_{\mathrm{ts}})\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}}) + (1-\tau_{\mathrm{sa}})\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{sa}})\ldots + (1-\tau_{\mathrm{sa}})(1-\rho_{\mathrm{sa}}) + \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2(1-\rho_{\mathrm{sa}})^2\ldots + \rho_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}})$$

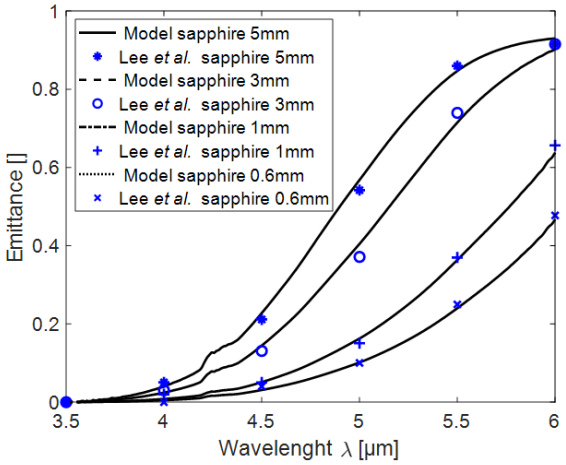
$$1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}} = (1-\rho_{\mathrm{sa}})\Big((1-\rho_{\mathrm{ts}})\tau_{ssaa} + (1-\tau_{sa})\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}} + (1-\tau_{sa}) + \rho_{ts}\tau_{\mathrm{sa}}^2(1-\rho_{\mathrm{sa}})\Big) + \rho_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}})$$

$$1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}} = (1-\rho_{\mathrm{sa}})\Big(\tau_{\mathrm{sa}} - \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}} + \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}} + \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2 + 1 - \tau_{\mathrm{sa}} + \rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2 - \rho_{sa}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{ts}}\Big) + \rho_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}})$$

$$1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}} = (1-\rho_{\mathrm{sa}})\Big(\ 1-\rho_{\mathrm{sa}}\tau_{sa}^2\rho_{\mathrm{ts}}\Big) + \rho_{\mathrm{sa}}(1-\rho_{\mathrm{ts}}\tau_{\mathrm{sa}}^2\rho_{\mathrm{sa}})$$
$$1 = (1-\rho_{\mathrm{sa}}) + \rho_{\mathrm{sa}}$$
$$1 = 1$$

Comparaison de l'émissivité avec la littérature

L'émissivité du saphir peut être estimée en comparant l'émission des photons d'un corps noir et l'émission du saphir de notre modèle. En faisant le rapport des deux, on obtient, par définition l'émissivité. Dans leur article, Lee *et al.* [11] estiment expérimentalement l'émissivité du saphir. La Figure 4.4.2 montre la comparaison entre l'émissivité obtenue par notre modèle et l'émissivité qu'ils ont mesurée pour différentes épaisseurs de saphir. On constate une très grande similitude des résultats.



4.4.3 Comparaison du modèle avec des mesures expérimentales

Dans la section précédente, nous avons vu comment modéliser l'émission générée par le dépôt $\mathrm{N}_{\mathrm{Top}}^{\mathrm{total}}(\lambda, T) = \mathrm{N}_{\mathrm{BB}}(\lambda, T)\,\tau_{\mathrm{app}}(\lambda, T)$, l'émission générée par le saphir $\mathrm{N}_{\mathrm{sa}}^{\mathrm{totale}}(\lambda, T) =$

$\mathrm{N}_{\mathrm{sa}}^{+\,totale}(\lambda,T)\epsilon_{\mathrm{app}}^{+}(\lambda,T) + \mathrm{N}_{\mathrm{sa}}^{-\,totale}(\lambda,T)\epsilon_{\mathrm{app}}^{-}(\lambda,T)$ et la réflexion possible de sources extérieures $\mathrm{N}_{\mathrm{ext}}(\lambda,T) = \mathrm{N}_{\mathrm{BB}}(\lambda,T)\,\rho_{\mathrm{app}}(\lambda,T)$. Pour que ce modèle s'applique à notre banc expérimental, il est nécessaire d'y ajouter le miroir en argent qui réfléchit les photons vers la caméra M, la réponse spectrale de l'objectif F ainsi que l'efficacité quantique du capteur QE (Voir section 2.5).

La Figure 4.20 montre l'évolution du signal mesuré par la caméra Infra-rouge dans différentes situations. Les croix correspondent à des mesures expérimentales, tandis que les lignes en pointillés représentent des prédictions théoriques basées sur le modèle radiatif décrit dans la section 4.4. Au-delà de 300°C, la caméra est saturée même avec des temps d'exposition réduits à seulement quelques microsecondes.

Pour simuler le cas du corps noir, ρ_{sa} a été fixé à 0, ρ_{ts} à $0,03$ pour simuler un corps noir réel et enfin τ_{sa} à 1 pour supprimer l'effet absorbant du saphir. Le corps noir utilisé expérimentalement est un SR800-8A-HT de CI système. Il peut être utilisé de 50 °C à 600°C avec une émissivité de $0,97 \pm 0,02$. Concernant l'estimation du saphir seul, $\rho_{\mathrm{ts}} = \rho_{\mathrm{sa}}$ avec une température de surface égale à la température du saphir. À la section 4.3.3, l'estimation du coefficient d'absorption du saphir a été faite pour différentes températures. Ces données sont interpolées pour avoir une valeur à n'importe quelle valeur de température et de longueur d'onde.

L'objectif du modèle est de simuler les propriétés optiques du système afin de connaître la provenance des photons reçus par la caméra et non de simuler la partie capteur de la caméra. Il est impossible de savoir précisément la quantité de photon nécessaire pour élever d'un niveau digital le signal de la caméra infra-rouge. Cependant, l'important dans notre démarche est de conserver la proportionnalité. Pour cela, un facteur d'ajustement entre l'estimation du modèle et les niveaux relevés par la caméra est utilisé. Ce facteur est calqué sur l'estimation et les mesures du corps noir. Cette valeur unique permet de relier définitivement notre modèle au mesure faite avec notre caméra infra-rouge.

La comparaison avec les mesures montre que le modèle radiatif reproduit avec précision les résultats expérimentaux dans les trois configurations, indiquant qu'il capture de manière fiable à la fois les caractéristiques d'émission et d'absorption du saphir. La Figure 4.20 confirme que le saphir contribue de manière non négligeable au signal détecté dans le cas d'un échantillon revêtu de TiAlN. L'émission d'un substrat de saphir sans dépôt est environ 60 % inférieure à celle de l'échantillon revêtu.

À des fins de comparaison, il a été ajouté deux cas supplémentaires sur la Figure 4.20 : un avec une réflectivité du revêtement de $\rho_{\mathrm{ts}} = 0,05$ (se rapprochant d'un bon revêtement de corps noir), et un autre avec $\rho_{\mathrm{ts}} = 0,8$ (représentatif d'un revêtement ITO, selon [4]). Même dans le cas du revêtement type corps noir, la contribution du saphir ne peut pas être entièrement négligée. Pour $\rho_{\mathrm{ts}} = 0,8$, la contribution radiative du revêtement ITO est faible comparée à celle du saphir, comme les auteurs cités l'ont également noté [4].

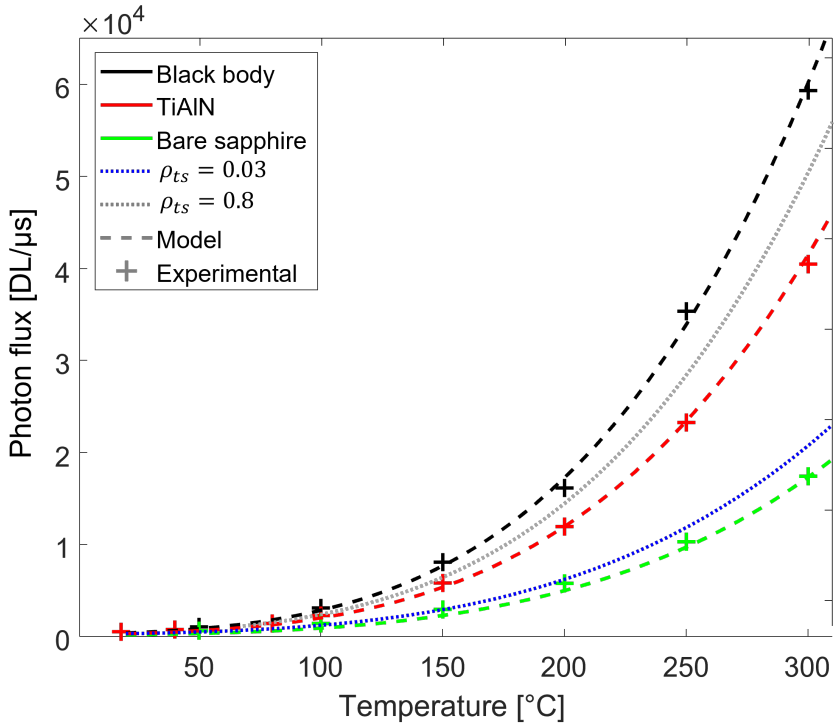


FIGURE 4.20 – Comparaison des niveaux digitaux relevés avec la caméra infra-rouge (croix) avec les niveaux estimés par le modèle (traits) dans différentes situations.

4.5 Méthodes de correction du saphir

Dans cette section, différentes approches de correction d'image sont d'abord présentées pour estimer correctement la température du dépôt de TiAlN à partir du signal mesuré par la caméra infra-rouge. Leur mise en œuvre dans le cadre de notre méthodologie expérimentale est ensuite présentée. Enfin, une comparaison est effectuée afin d'évaluer leur pertinence et leurs performances dans le cas de nos mesures.

4.5.1 Stratégies de correction des images IR

Pour convertir des images de caméra IR en cartes de température, plusieurs méthodes de correction de complexité croissante peuvent être envisagées, selon le niveau de précision souhaité dans la prise en compte (ou non) de l'absorption et de l'émission du saphir.
Méthode 1 :

La Méthode 1 est la plus simple, elle suppose que le signal infrarouge provient uniquement du revêtement avant et néglige toute émission et absorption par le saphir. Il s'agit de faire une courbe de calibration, DL en fonction de la température, qui restera inchangée tout au long du processus de conversion des DL en température. Une fois cette courbe obtenue, il s'agit de faire le rapport R entre DL_i, le niveau numérique (DL) enregistré par la caméra pour un pixel donné i au temps t, et DL, le DL enregistré pour le même pixel i à un moment antérieur t, avant l'impact de la goutte :

$$R_{1,i} = \frac{DL_i - DL_r}{DL_0 - DL_r} \tag{4.25}$$

où DL_r est le niveau de bruit de la caméra IR. Il inclut à la fois le bruit de sortie de la caméra et le bruit thermique du capteur, qui augmente avec le temps d'exposition (Voir Section 2.5). Le calcul du rapport d'image R_1 aide à atténuer les éventuelles non-uniformités dans les images.

Soit S la courbe d'étalonnage de la caméra IR obtenue pour l'échantillon, dans notre cas, elle correspond à la courbe rouge (Figure 4.20) avec un dépôt de TiAlN. Dans la méthode 1, le rapport R_1 est interprété comme :

$$R_1(\theta) = (S(T_0 + \theta_s))/S_0 \tag{4.26}$$

Ici, T_0 est la température de l'échantillon avant l'impact de la goutte et $S_0 = S(T_0)$. La variation de température de surface $\theta_s = T - T_0$ est ensuite obtenue en évaluant :

$$\theta_{s,i} = R_1^{-1}(R_{1,i}) \tag{4.27}$$

La méthode 1 est simple à mettre en œuvre, en enregistrant simplement le changement du signal de la caméra lorsque la température de consigne de l'échantillon varie.

Méthode 2 :

La méthode 2 vise à prendre en compte l'émission de saphir en utilisant des mesures obtenues à partir d'un échantillon de saphir sans aucun revêtement. L'hypothèse sous-jacente est que les caractéristiques d'émission et d'absorption du saphir sont similaires pour les échantillons revêtus et non revêtus, ce qui permet aux mesures du saphir nu de servir de référence. En pratique, cela consiste à enregistrer le signal IR du saphir nu à différentes températures pour caractériser sa contribution d'émission. Cette courbe a été présentée à la Figure 4.20 en vert. Elle sera appelée S_sa pour la suite.

Pour traiter les images issues d'impact de goutte sur le saphir revêtu, la composante d'émission du saphir DL_{sa} est simplement soustraite du signal total mesuré :

$$R_{2,i} = \frac{DL_i - DL_{sa} - DL_r}{DL_0 - DL_{sa} - DL_r} \tag{4.28}$$

Le rapport $R_{2,i}$ est :

$$R_2(\theta) = \frac{S(T_0 + \theta) - S_{sa,0}}{S_0 - S_{sa,0}} \tag{4.29}$$

Pour obtenir la variation de température de surface, on calcule $\theta_{s,i} = R_2^{-1}(R_{2,i})$. Cette méthode ne nécessite aucune connaissance préalable des propriétés radiatives du saphir ou du revêtement, ce qui facilite sa mise en œuvre.

Méthode 3 :

La méthode 3 repose sur le modèle radiatif présenté à la Section 4.4 pour évaluer la contribution du saphir au signal mesuré, mais suppose que le substrat reste à la température initiale T_0 pendant l'impact. Le rapport R entre les images est défini de manière identique à la méthode 1 :

$$R_{3,i} = \frac{DL_i - DL_r}{DL_0 - DL_r} \tag{4.30}$$

La dépendance de ce rapport à la variation de température de surface θ_s est établie en utilisant les flux de photons théoriques prédits par le modèle radiatif :

$$R_3(\theta_{sa}) = \frac{N^0_{Top}(T_0 + \theta_s) + N^0_{sa,0}}{N^0_{Top,0}) + N^0_{sa,0}} \tag{4.31}$$

Ici, l'indice supérieur noté 0 indique que les flux de photon sont calculés en supposant une température uniforme et égale à T_0 dans tout le substrat de saphir, autrement dit, $T(z) = T_0$. La méthode 3 prend donc en compte les propriétés radiatives exactes du revêtement de surface.

Méthode 4 :

La méthode 4 vise à prendre en compte l'effet de refroidissement de la goutte. En impactant puis en s'évaporant, la goutte va modifier la distribution de la température au sein du substrat saphir et modifier ainsi sa contribution radiative. A cette fin, il est nécessaire de coupler au modèle radiatif présenté en Section 4.20, un modèle de conduction thermique. Ce modèle est décrit dans la section précédente 3.2. La correction est obtenue en suivant les étapes suivantes :

i) Étape d'initialisation : cette étape est identique à la méthode 3. Elle donne une estimation initiale de la variation de température de surface θ_s, en supposant un profil de température uniforme $T(z) = T_0$.

ii) Prédiction du profil de température $T(z)$: en utilisant la valeur de θ_s obtenue à l'étape précédente, le modèle de conduction thermique (Section 3.2) est appliqué pour calculer la distribution de température dans le saphir.

iii) Calcul de la nouvelle température de surface : connaissant le profil de température $T^j(z)$, le flux de photons émis par le saphir N^j_{sa} et par le dépôt N^j_{Top} est recalculé avec le modèle radiatif décrit dans la Section 4.20. Il est important de noter que le coefficient d'absorption α_{sa} n'est pas mis à jour pendant cette étape. La dépendance en température de α_{sa} le long de la profondeur z, est négligé à la fois dans le calcul du coefficient de transmission $\tau_{sa}(\lambda, T)$ dans les équations 4.11 et 4.20 et dans l'évaluation de l'émission du substrat (équation 4.23). Cela implique aussi que les émissions du dépôt N_{Top} et N_{ext} ne sont pas à recalculer.

Une température de surface mise à jour θ^j_s est obtenue sur la base du rapport d'image R^j_4 défini par :

$$R_{4,i} = \frac{DL_i - DL_r}{DL_0 - DL_r} \tag{4.32}$$

La dépendance en température de $R_{4,i}$ est établie à l'aide du modèle radiatif :

$$R^j_4(\theta^j_s) = \frac{N^j_{Top}(T_0 + \theta^j_s) + N^j_{sa}(T^j(z))}{N^j_{Top,0} + N^j_{sa,0}} \tag{4.33}$$

Cette température mise à jour θ^j_s est ensuite utilisée pour affiner le profil de température $T^{j+1}(z)$ à travers le modèle de conduction thermique en revenant à l'étape ii. Le processus est répété itérativement jusqu'à ce que la convergence soit atteinte.

Méthode 5 :

La méthode 5 est sensiblement la même que la méthode 4 à la différence près que, après avoir recalculé la température dans l'épaisseur du saphir, le coefficient α_{sa} est mis à jour. La température n'étant plus homogène dans la profondeur, mais aussi dans l'espace

x, y, le coefficient α_{sa} est fonction du pixel pris en compte : $\alpha_{sa,i}$. Il faut recalculer chaque élément du système optique : N_{Top} à l'équation 4.21, N_{sa} à l'équation 4.23, et N_{ext} à l'équation 4.24.

4.6 Validation numérique

Maintenant que le modèle ainsi que les différentes corrections possibles ont été présentés, leur validation et l'évaluation de leur efficacité sont nécessaires. L'analyse de la sensibilité du modèle vis-à-vis des différentes méthodes de correction et des différents paramètres, en examinant leur influence sur la fiabilité des résultats, est mise en oeuvre. Enfin, une série d'expériences a été mise en place afin de valider le modèle dans son ensemble, en comparant ses résultats avec des données de référence et en évaluant sa robustesse dans divers scénarios.

4.6.1 Efficacité des différentes méthodes de correction du saphir et nombre d'itérations nécessaires.

La Figure 4.21 montre l'évolution temporelle de $E(t)$ lors de l'impact d'une goutte sur une surface à température initiale $T_0 = 175°C$. Trois phases distinctes peuvent être identifiées. Tout d'abord, une très courte phase d'augmentation rapide de l'énergie, correspondant à la l'étalement et à une ébullition nucléée intense, durant environ 50 ms. Cela est suivi par une phase plus longue, durant environ $0,35$ s pendant laquelle l'énergie extraite continue d'augmenter à un rythme plus lent avec l'évaporation progressive des fragments liquides qui restent en contact avec la surface chaude. Enfin, une fois que tout le liquide s'est évaporé, la courbe d'énergie atteint un plateau, car aucun échange de chaleur significatif ne se produit au-delà de ce point. Parmi les méthodes testées, seule la méthode 4 est capable de capturer ce plateau, après avoir convergé vers un résultat stable, en seulement quelques itérations.

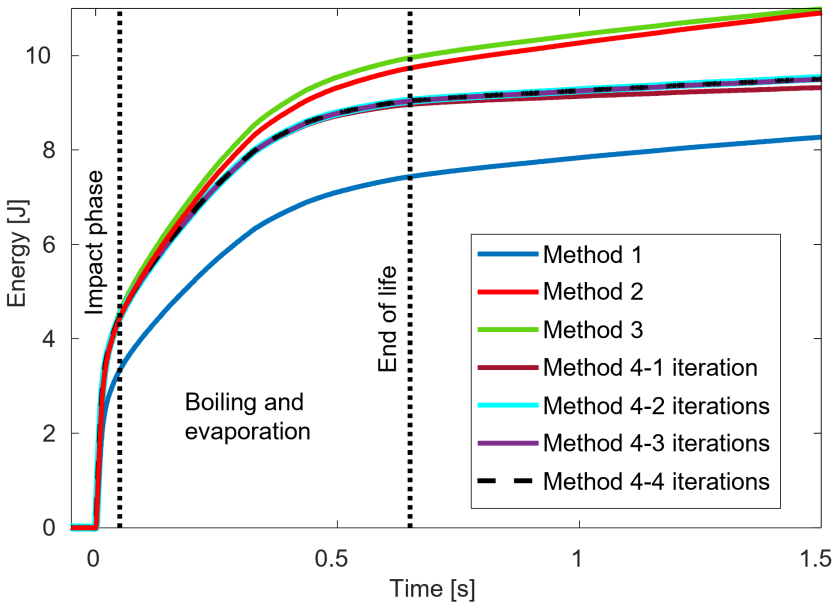


FIGURE 4.21 – Évolution temporelle de la dissipation d'énergie ($E(t)$) d'une goutte impactant une surface à $T_0 = 175°C$ avec les différentes approches d'estimation de la température.

A l'inverse, les autres méthodes ne parviennent pas à reproduire ce plateau d'énergie constante après le temps de résidence de la goutte sur la paroi, indiqué par la ligne poin-

tillée verticale sur la Figure 4.21. Ce moment correspond à l'instant où aucun fragment liquide ne reste sur la surface. L'absence de ce plateau final souligne clairement l'incohérence de ces méthodes, qui négligent le gradient de température à travers l'épaisseur du saphir (le long de la direction z) et supposent au mieux, une température uniforme $T = T_0$ à l'intérieur du substrat. En réalité, la goutte réduit la température locale à l'intérieur du substrat, un phénomène qui persiste même après le départ de la goutte et n'est pas capturé par les méthodes simplifiées.

Pour pousser un peu plus l'analyse, la méthode 1 qui néglige l'émission radiative du saphir conduit systématiquement à une sous-estimation importante de l'énergie extraite par la goutte. L'écart est déjà substantiel dès les premiers instants après l'impact et ne diminue que progressivement une fois la goutte complètement évaporée. Les méthodes 2 et 3 fournissent une correction efficace pour l'émission radiative du saphir pendant les premières centaines de millisecondes suivant l'impact. Cependant, elles ont tendance à surestimer le flux de chaleur au fil du temps. Au fur et à mesure que la couche limite thermique pénètre plus profondément dans le saphir, l'émission radiative du substrat diminue. Ce comportement n'est pas pris en compte par les méthodes 2 et 3. Par conséquent, les deux méthodes sur-corrigent l'émission de saphir, entraînant une surestimation systématique du flux thermique.

La Figure 4.22 étend l'analyse en présentant les erreurs associées aux différentes méthodes de correction sur une plage de températures initiales T_0, de 80°C à 300°C. Les énergies indiquées dans cette figure sont évaluées à la fin du temps de résidence de la goutte à gauche et l'erreur est calculée par rapport aux résultats de la méthode 4 avec 3 itérations pour chacun des cas sur la figure de droite.

Globalement, la Figure 4.22 montre que la diminution de l'énergie de refroidissement avec l'augmentation de T_0 est bien reproduite par toutes les méthodes.

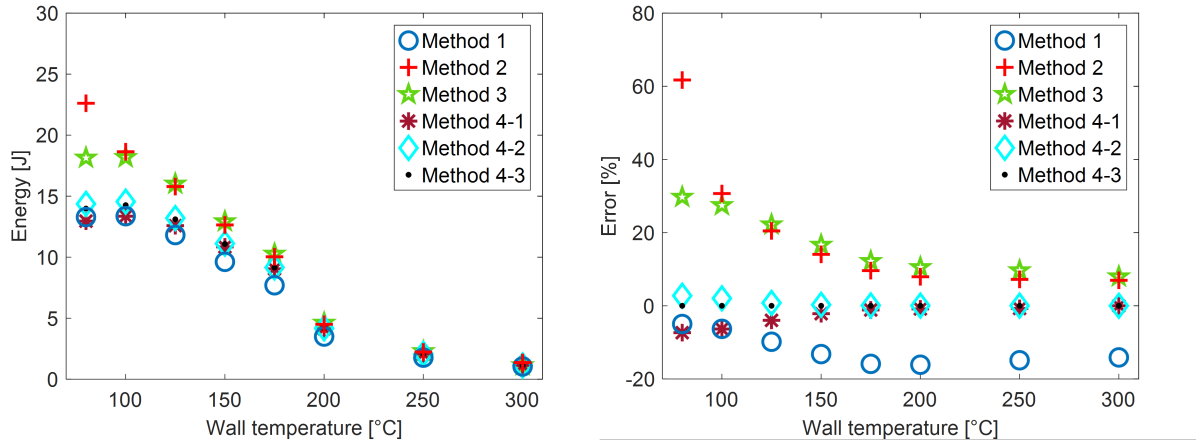


FIGURE 4.22 – À gauche, évaluation de l'énergie extraite par la goutte à différentes températures de paroi T_0 en utilisant les méthodes décrites dans la Section 4, et à droite l'erreur relative par rapport à la méthode 4 après trois itérations.

Pour des températures de paroi modérées (T_0 = 80°C et 100°C), les méthodes 2 et 3 produisent les plus grandes erreurs, malgré leur capacité à corriger l'émission de saphir au début. Ces deux méthodes surestiment largement l'énergie totale dissipée par la gouttelette. Cette surestimation provient des temps de résidence relativement longs à ces températures de paroi, généralement plusieurs secondes, pendant lesquelles la conduction thermique provoque un refroidissement substantiel du saphir. En supposant que la tempé-

rature du substrat reste constante à T_0, les méthodes 2 et 3 ne tiennent pas compte de cet effet. En revanche, la méthode 1, qui néglige entièrement l'émission de saphir, fonctionne mieux, avec des écarts par rapport à la méthode 4 limités à seulement quelques pour cent. À mesure que la température initiale T_0 augmente, les méthodes 2 et 3 montrent une amélioration progressive. Cette tendance est principalement due à la réduction du temps de résidence des gouttelettes à des températures de surface plus élevées. Pour ces temps d'interaction plus courts, l'hypothèse d'une température uniforme du substrat égale à T_0 devient de plus en plus valable, ce qui réduit la divergence avec la méthode 4. Cependant, la croissance de l'énergie après la disparition de la goutte, illustré à la Figure 4.21 peut entraver l'interprétation des résultats obtenus avec ces méthodes. La méthode 1 s'écarte de plus en plus du résultat correct en termes d'erreur relative à mesure que T_0 augmente, mais l'erreur absolue diminue puisque l'énergie totale dissipée par la goutte devient plus petite à des températures de paroi plus élevées.

Sur la base des Figures 4.21 et 4.22, la Méthode 4 démontre une convergence extrêmement rapide : une seule itération est suffisante pour estimer l'énergie finale extraite avec une précision meilleure que 5%. Cependant, dans la plage de températures inférieures (80 à 100°C), deux à trois itérations peuvent être nécessaires pour réduire l'erreur en dessous de 1%. Deux paramètres clés régissent la précision de la méthode 4 : le nombre n_z de points de discrétisation le long de la direction z, utilisés pour résoudre le profil de température $T(z)$ à travers l'épaisseur du saphir, et le nombre de modes de transformation sinusoïdale $n \times m$.

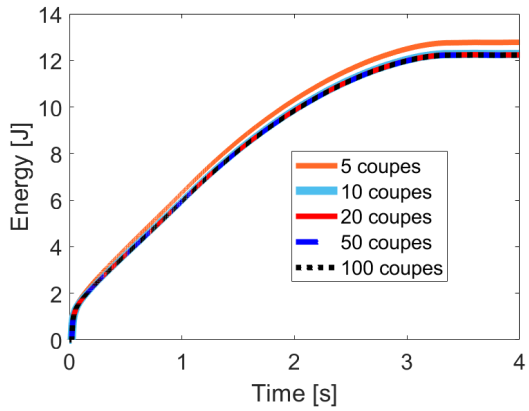
4.6.2 Nombre de z et de mode pour reconstruire le champs de température

Dans cette section, l'effet du nombre de modes N et le nombre de coupes en z, n_z utilisé pour calculer la température dans le cœur du saphir a été évalué. Les images issues de la caméra thermique étant d'une définition proche d'un carré (248×320) et pour simplifier le calcul, on posera à partir de maintenant $n = N$ et $m = n$, avec n et m représentant les nombres de monde en x et en y. Ces paramètres sont essentiels dans la reconstruction du champ thermique, utilisé pour mettre à jour le modèle de rayonnement du saphir. L'émission et l'absorption du saphir repose sur les valeurs de température de ces coupes. Ces nombres (N et n_z) influencent fortement le temps de calcul, puisqu'il est nécessaire de reconstruire le champ thermique pour chacune des hauteurs considérées. Il est donc primordial de bien l'estimer.

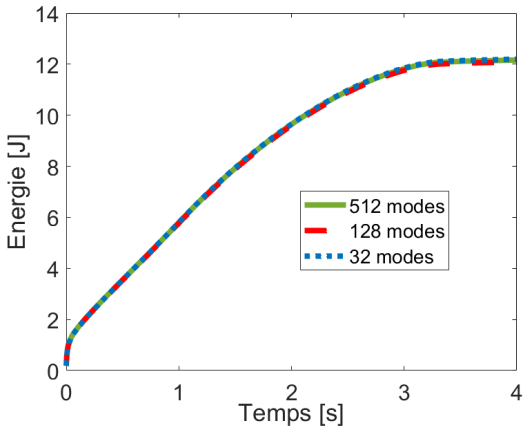
Étant donné que les gradients thermiques les plus élevés sont attendus à la surface impactée, différentes stratégies de positionnement des coupes ont été étudiées : linéaire, exponentielle ou d'autres configurations plus exotiques. Toutefois, une répartition linéaire avec un raffinement près de la surface s'est révélée la plus efficace et la plus simple à mettre en place. L'architecture retenue est une coupe en $z = 0$, donnée par la caméra (après correction du saphir), une coupe en $z = 0,025$ mm, puis $n_z - 2$ coupes réparties linéairement sur le reste de l'épaisseur.

La Figure 4.23a illustre l'évolution de l'énergie au cours du temps pour différentes valeurs de n_z. On observe qu'avec seulement 5 coupes, l'estimation de l'énergie est peu précise. Cependant, en augmentant le nombre de coupes, le modèle converge rapidement. Au-delà de 20 coupes, l'ajout de coupes supplémentaires n'a plus d'influence significative sur les résultats. La Figure 4.23b illustre l'évolution de l'énergie au cours du temps pour différentes valeurs de N. On observe peu d'influence du nombre de mode dans la profon-

deur. Une estimation grossière est suffisante car elle sert uniquement à ajuster l'émission et l'absorption du saphir. Il est cependant très important de noter cette étude a été faite avec $n_z = 30$. Ainsi, la faible résolution dans l'espace x et y peut être largement compensé par le nombre élevé de nombre de coupe n_z utilisé ici.



(a) Influence du nombre de modes utilisé pour estimer la densité de flux surfacique avant intégration dans l'espace et le temps pour avoir l'énergie échangée avec la paroi.



(b) Influence du nombre de modes utilisé pour estimer la température dans le cœur du saphir avant intégration dans l'espace et le temps de la densité de flux surfacique estimée avoir l'énergie échangée avec 30 épaisseurs en z.

FIGURE 4.23 – Comparaison de l'influence du nombre de modes utilisés en surface ou en profondeur sur l'énergie échangée. Cas d'un impact à 125°C sur un TiAlN.

La Figure 4.24 étend l'étude sur un grand nombre de modes N et de coupes en z, n_z. Elle présente l'erreur relative sur l'énergie extraite (évaluée au temps de résidence de la goutte) comparée à un cas de référence calculé avec $n_z = 60$ et $N = 256$. Comme le montre la Figure 4.24, l'erreur augmente rapidement lorsque moins de 5 points de discrétisation sont utilisés. Bien que la méthode des quadripôles évalue avec précision la température à n'importe quelle position z, des erreurs apparaissent lorsque la couche de diffusion thermique dans le saphir est insuffisamment résolue pour évaluer les intégrales dans les équations 4.22. Pour maintenir une erreur faible, il est recommandé d'utiliser $n_z > 16$. De même, utiliser trop peu de modes en sinus peut considérablement réduire la précision de l'estimation de l'énergie. Pour $N < 16$, l'erreur relative dépasse 20%.

4.6.3 Influence de l'épaisseur du dépôt sur les mesures thermiques

Nos mesures correspondent au flux de chaleur estimé à $z = 0 + \mathrm{d}z$, avec $dz \approx 2$ µm, l'épaisseur du dépôt de TiAlN, plutôt qu'exactement à $z = 0$ (la surface d'impact). Pour quantifier l'importance de la résistance thermique qu'apporte ce dépôt sur la température et le flux mesuré, le champ de température dans le substrat en saphir est calculé à partir d'un flux thermique correct supposé à $z = 0$, puis est évaluée la température à $z = 0 - \mathrm{d}z$. Enfin, ce champ de température est utilisé pour estimer le flux thermique. Bien que le TiAlN n'ait pas exactement les mêmes propriétés thermiques que le saphir avec une diffusivité thermique $a = 1{-}3 \cdot 10^{-6}$ m^2/s pour le TiAl et $a = 6 \cdot 10^{-6}$ m^2/s pour le saphir), cette méthode permet de donner une estimation de la différence avec le flux d'origine.

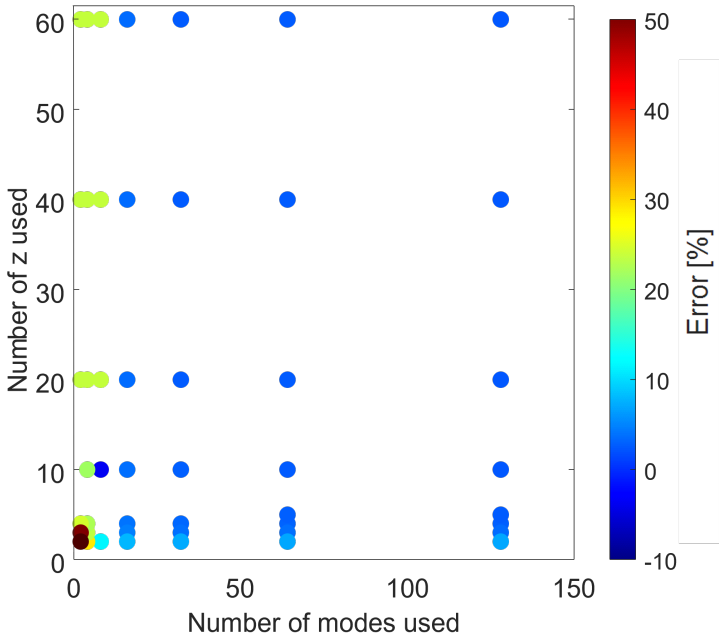


FIGURE 4.24 – Effet du nombre de modes en z utilisés pour reconstruire la température à l'intérieur du saphir sur l'estimation de l'énergie totale extraite. L'échelle de couleur est fixée à une erreur maximale de 50% pour avoir une meilleure idée de la couleur de tous les points, mais les erreurs peuvent être plus grandes. La température de la surface est de 125 °C.

Basé sur le cas expérimental de l'impact d'une goutte sur une paroi à 150 °C, la température minimale et le flux thermique ont été calculés à 2 µm et 5 µm sous la surface. La Figure 4.25 compare ces résultats avec l'original. La température minimale est plus élevée et le flux de chaleur plus faible en raison de la résistance thermique, mais les différences sont très faibles. Moins de 1 °C sur la température minimal relevée et 5 W sur le flux maximal pour une couche de 2 µm, ce qui représente une erreur de 3%. La couche de TiAlN introduit un léger lissage du flux instantané mais l'effet reste modéré et le flux de chaleur intégré dans le temps et l'espace est affecté de manière négligeable.

4.6.4 Effet de la fréquence

La majorité des impacts sont filmés à 2000 Hz mais, à basse température, lorsque seule l'évaporation intervient, aucun phénomène rapide n'est attendu après l'impact. Afin d'alléger le temps de calcul, ces cas peuvent être traités à des fréquences d'images plus faibles. Concrètement, la première seconde est traitée à la fréquence maximale pour ne pas perdre la dynamique de l'impact qui, elle, est un phénomène rapide. Puis, dans un second temps, le film est traité dans sa totalité en ne prenant qu'une partie des images, par exemple une image sur dix. La Figure 4.26a montre l'énergie calculée pour un même cas avec différentes fréquences de traitement. On peut constater qu'aucune différence n'apparaît sur l'énergie extrait. La Figure 4.26b illustre les premiers instants de l'impact de la Figure 4.26a. On observe que ces instants initiaux sont mal estimés pour les plus faibles fréquences. Si le nombre d'image séparant la première image du film et la première image de l'impact est inférieur au nombre d'image utilisé pour calculer le flux, aucune image avant impact ne sera disponible. Bien que cela n'affecte pas l'énergie totale extraite,

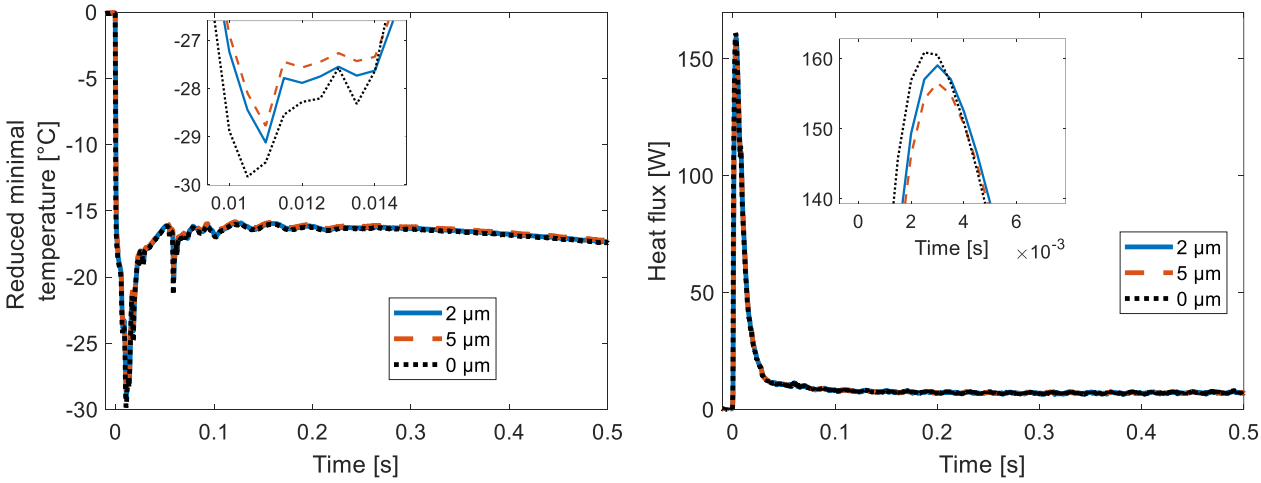
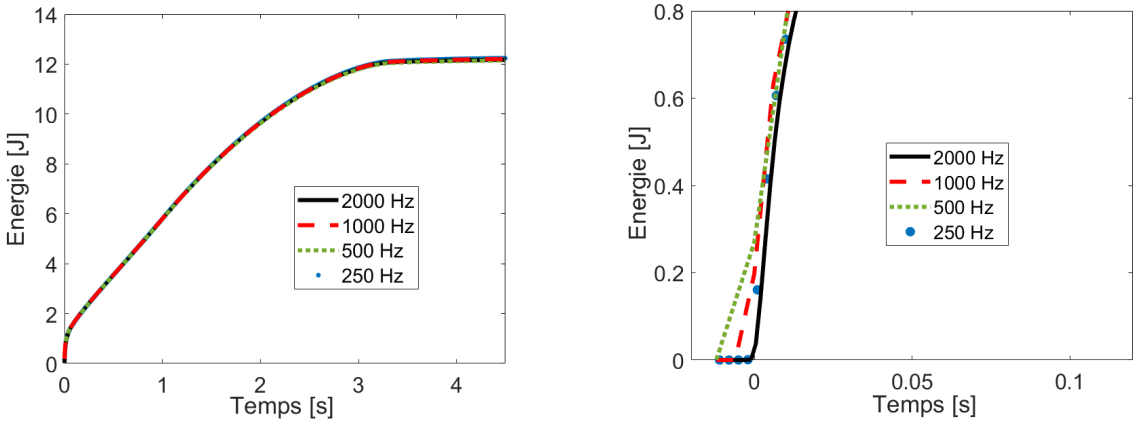


FIGURE 4.25 – Conséquence lors d'un impact de goutte de l'épaisseur du dépôt sur la température et le flux estimés grâce au modèle en considérant des propriétés thermiques du dépôt comme celle du saphir.

cela peut induire un décalage temporel. Afin de remédier à ce problème, des copies des premières images avant impact sont ajoutées aux films avant traitement.



(a) Énergie calculée en fonction du temps avec différentes fréquence de traitement.

(b) Influence de la fréquence sur les premiers instants.

FIGURE 4.26 – Impact d'une goutte d'eau sur une surface à $T_0 = 125$ °C, l'énergie échangée en fonction du temps est calculée avec différentes fréquence de traitement. Le film est à l'origine à 2000 Hz.

4.7 Validations expérimentales

Pour valider l'ensemble du modèle, radiatif et reconstruction du flux, différentes expériences ont été menées dans le but de comparer des énergies estimées par le modèle avec des énergies théoriques.

4.7.1 Validation par les gouttes d'eau

L'objectif de cet exposé étant d'étudier l'impact de goutte d'eau sur des surfaces chaudes, l'idée la plus simple est de comparer les énergies échangées par des gouttes d'eau avec l'énergie nécessaire pour évaporer totalement cette goutte d'eau à différentes températures :

$$E_{evap} = m_0\, C_p \Delta T + m_0\, L_v$$

avec m_0 la masse initiale de la goutte, C_p la capacité thermique de l'eau, ΔT la différence entre la température de la goutte avant impact (20 °C) et la température de saturation de l'eau (100 °C) et enfin L_v l'enthalpie de vaporisation de l'eau.

Cette méthode pose cependant quelques problèmes. Premièrement, il est impossible de connaître la température de la vapeur à laquelle elle s'échappe. Deuxièmement, lorsque l'eau entre en ébullition, des projections sont possible hors du champ de vue de la caméra ce qui implique qu'il ne sera pas possible de retrouver l'énergie théorique sauf l'effet de cette perte de masse d'eau. Cette validation ne peut se faire que jusqu'à 110 °C, température à laquelle il est encore possible de conserver quelques cas avec l'ensemble des échanges thermiques dans le champ de vision. Il serait possible de se baser sur cette méthode en utilisant d'autres fluides dont la température de saturation est plus élevée, le glycérol est un bon candidat avec une température de saturation de 290 °C. Des essais ont été menés avec ce fluide mais, sa viscosité très élevée rend très difficile le reproductibilité de la taille des gouttes. Il n'est donc pas possible de comparer l'énergie mesurée avec une valeur théorique.

Trois températures de substrat peuvent donc être utilisées pour valider le modèle : 80, 100 et 110 °C. Cependant, ne connaissant pas la température exacte à laquelle l'eau s'évapore et, les chaleurs latente et spécifique de l'eau étant fonctions de la température, l'énergie théorique peut se calculer de différentes manières :

- a) L'eau est chauffée jusqu'à la température de saturation (100 °C ici) et s'évapore à cette même température.
- b) L'eau est chauffée jusqu'à la température du substrat T_0 et s'évapore à la température de saturation 100 °C.
- c) L'eau est chauffée jusqu'à la température du substrat T_0 et s'évapore à la température du substrat T_0.

Ces trois méthodes sont représentées sur la Figure 4.27 avec les données expérimentales. Dans la plage de température étudiée, ces trois méthodes donnent des résultats similaires. La goutte impactant et s'évaporant, elle induit un refroidissement de la paroi, ainsi il est probable que les valeurs les plus réalistes se situent légèrement en dessous de la courbe c) : L'eau est chauffée jusqu'à la température du substrat réelle $T_0 - \Delta T$ et s'évapore à la température du substrat $T_0 - \Delta T$ sans pour autant connaître ΔT.

Les mesures expérimentales sont en très bon accord avec les valeurs théoriques. Seules les mesures à 80 °C sont légèrement inférieures à la valeur théorique mais comme il a déjà été expliqué précédemment, des mesures de très haute qualité à 80 °C restent un défi étant donnés le peu de signal émi.

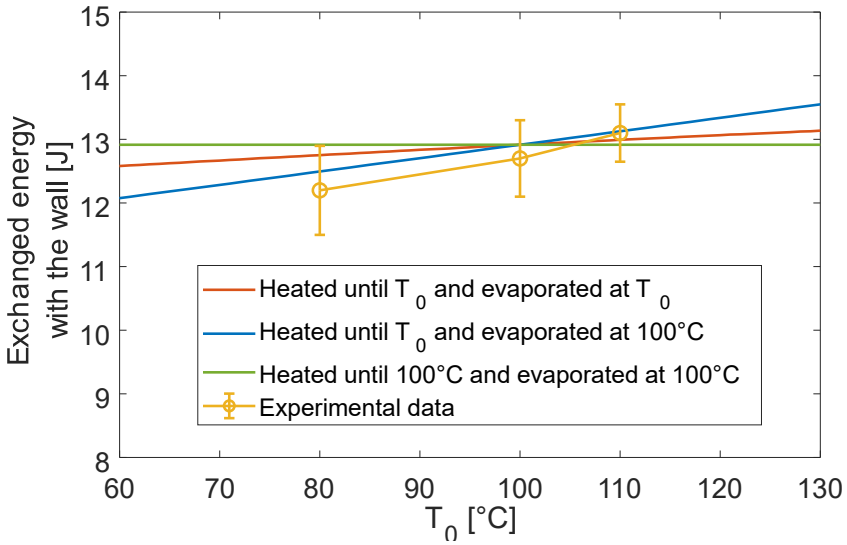


FIGURE 4.27 – Énergie extraite par l'évaporation d'une goutte sur une surface à T_0 [°C] calculée théoriquement et valeurs expérimentales.

4.7.2 Validation par transfert de chaleur dans un solide

La difficulté majeure de la méthode précédente venant du changement de phase, une seconde approche basée sur uniquement la capacité calorifique C_p est présentée ici. Comme pour une simple goutte, une pastille de métal est lâchée à quelques millimètres de la surface et l'énergie échangée est calculée. Il est ainsi possible de mesurer l'énergie théorique nécessaire pour chauffer la pastille de 20 °C à la température de la paroi. Les pastilles sont fabriquées de façons à être les plus fines possibles pour avoir une diffusion thermique dans la profondeur la plus rapide possible, tout en gardant une masse suffisante pour obtenir des énergies du même ordre de grandeur que l'évaporation d'une goutte d'eau, soit entre 5 et 15 J. Une pastille de cuivre de 4 mm de diamètre pour une masse de $m_0^{\mathrm{Cu}} = 0,208$ g est utilisée. L'énergie théorique extraite par cette pastille est donc $E_{thorique} = m_0^{Cu} C_p^{\mathrm{Cu}}(T_0 - 20)$. La capacité thermique massique du cuivre a été déterminée à partir des données publiées par G. K. White et S. J. Collocott [12], disponibles pour une série discrète de températures. Ces valeurs ont été extrapolées au degré près afin d'obtenir une fonction continue $C_p^{\mathrm{Cu}}(T)$. L'énergie théorique transférée à la paroi s'exprime par : $E_{thorique} = m_0^{\mathrm{Cu}} \int_{20}^{T_0} C_p^{\mathrm{Cu}}(T)\mathrm{d}T\ (T_0 - 20)$.

Plusieurs lâchers de cette pastille sur le saphir ont été réalisés pour chaque température de paroi afin d'estimer l'erreur moyenne et l'écart type σ. Les résultats de ces expériences sont visibles sur les deux Figures 4.28. La Figure de gauche reporte les énergies théoriques symbolisées par courbe en noir et les valeurs issues des expériences représentées par les symboles en rouge. Elle montre un très bon accord global entre les mesures expérimentales et les valeurs prévues par le modèle théorique sur l'ensemble de la plage de température de paroi explorée. Tous les points expérimentaux se situent globalement à proximité immédiate de la courbe théorique, et généralement dans la plage d'incertitude expérimentale (σ) pour la majorité des points ce qui indique une excellente reproductibilité. L'accord est particulièrement bon pour les températures élevées ($T_0 > 175$°C), où la dispersion est faible et l'écart avec la théorie est quasi nul. Pour les températures les plus faibles, quelques écarts systématiques sont visibles, mais restent faibles par rapport à l'amplitude totale des valeurs mesurées.

La Figure 4.28 de droite présente l'erreur relative $\left(\frac{E_{\text{exp}}-E_{\text{th}}}{E_{\text{th}}}\right)$ avec ses incertitudes associées. L'erreur relative se situe généralement dans une plage de ± 5%, et ses barres d'erreur indiquent que ces écarts ne sont pas statistiquement significatifs dans la plupart des cas. Aux hautes températures ($T_0 > 175$ °C), l'erreur relative tend vers zéro et l'incertitude est réduite, ce qui indique une très bonne concordance entre l'énergie estimée et l'énergie théorique. Aux basses températures ($T_0 < 125$ °C), l'erreur est légèrement positive, suggérant une surestimation expérimentale par rapport à la théorie, mais restant dans la limite des incertitudes. Cela provient probablement des valeurs de conductivité thermique du saphir qui sont peu précises dans cette plage de température.

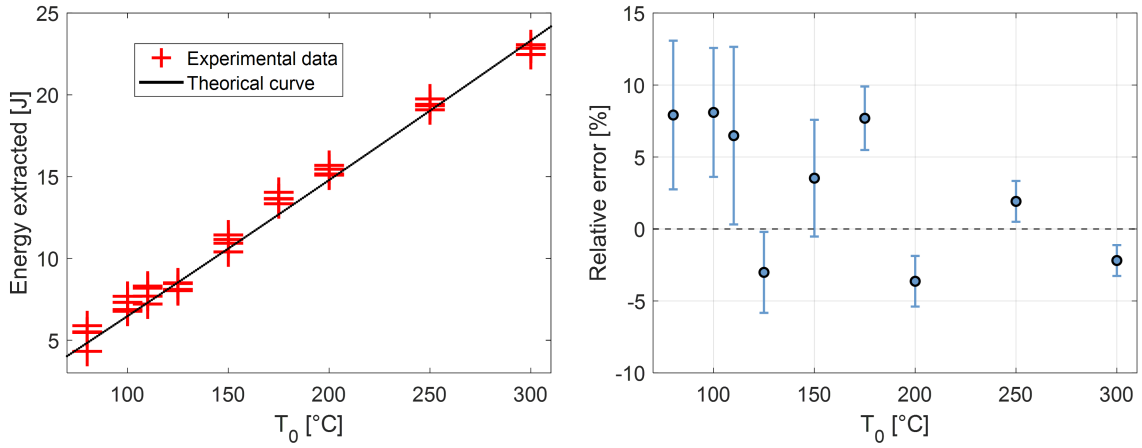


FIGURE 4.28 – À gauche, énergie théorique et expérimentale nécessaire pour réchauffer la pastille de cuivre et à droite, l'erreur relative avec écart-type entre les valeurs expérimentales et les valeurs prédites par la théorie.

4.8 Conclusion

Le saphir, utilisé comme substrat dans ce travail, présente une émission significative dans la gamme infrarouge couverte par la caméra utilisée. Cette émission parasite altère la mesure des champs de température à la surface du dépôt et rend l'interprétation directe des images infrarouges impossible sans correction adaptée. Ce constat a motivé la mise en place d'une étude approfondie visant à caractériser et modéliser les propriétés radiatives du saphir et du dépôt de TiAlN.

Ces propriétés optiques du saphir et des dépôts ont été mesurées expérimentalement, permettant le développement d'un modèle unidimensionnel d'émission photonique. Ce modèle reproduit avec fidélité les données expérimentales et met clairement en évidence que l'émission propre du saphir contribue de manière non négligeable au signal détecté par la caméra infrarouge. La prise en compte de cette émission est donc indispensable pour toute mesure quantitative du champ thermique à travers un substrat de saphir.

À partir de ces résultats, un modèle complet de correction radiative a été élaboré. Plusieurs stratégies de correction ont été explorées : une approche simplifiée ignorant le rôle du saphir, une correction partielle tenant compte de son influence à température constante, et enfin une correction complète, nécessitant la connaissance du profil de température dans l'épaisseur du substrat. Cette dernière approche, plus rigoureuse, repose sur une résolution analytique du problème conducto–radiatif à travers le saphir. L'emploi combiné de la transformée de Laplace et de transformées sinusoïdales permet de reconstruire le champ de température dans l'épaisseur du substrat et de calculer avec précision le flux de chaleur à l'interface du dépôt.

Ce modèle conducto-radiatif ainsi développé a été comparé avec des simulations numériques, confirmant la cohérence entre les prédictions du modèle et les résultats obtenus par calcul direct. De plus, plusieurs expériences de validation ont été menées, notamment sur des configurations thermiques maîtrisées, et ont démontré la capacité du modèle à restituer fidèlement les champs de température et de flux mesurés expérimentalement. Ces validations croisées, à la fois expérimentales et numériques, attestent de la robustesse et de la fiabilité de la méthodologie proposée.

L'ensemble de ce travail constitue une avancée méthodologique importante pour l'imagerie infrarouge de systèmes à substrats semi-transparents. Le modèle proposé permet de corriger efficacement les effets radiatifs du saphir, d'améliorer significativement la précision des mesures de température et d'accéder, pour la première fois avec cette finesse, à une reconstruction spatiale et temporelle du flux thermique à l'interface. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives pour l'étude des transferts thermiques transitoires dans des contextes complexes, tels que l'impact de gouttes ou de pulvérisation.

Bibliographie

[1] T. Zhang, J. L. Alvarado, J. Muthusamy, A. Kanjirakat et R. Sadr, « HYDRODYNAMICS AND HEAT TRANSFER OF MICRO-SCALE SURFACE FLOWS INDUCED BY TRIANGULATED DROPLET STREAM IMPINGEMENT ARRAY, » en, in *Proceeding of First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference*, New York, USA : Begellhouse, 2016. DOI : 10.1615/tfesc1.mnp.012576

[2] T. H. Kim, E. Kommer, S. Dessiatoun et J. Kim, « Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry, » *International Journal of Multiphase Flow*, t. 40, p. 56-67, 2012, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.11.012

[3] J. Yoo, C. E. Estrada-Perez et Y. A. Hassan, « An accurate wall temperature measurement using infrared thermometry with enhanced two-phase flow visualization in a convective boiling system, » *International Journal of Thermal Sciences*, t. 90, p. 248-266, 2015, ISSN : 1290-0729. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2014.12.007

[4] M. Bucci, A. Richenderfer, G.-Y. Su, T. McKrell et J. Buongiorno, « A mechanistic IR calibration technique for boiling heat transfer investigations, » en, *International Journal of Multiphase Flow*, t. 83, p. 115-127, 2016, ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.03.007

[5] N. O. o. D. a. Informatics, *Carbon dioxide*, en, Publisher : National Institute of Standards and Technology.

[6] G. R. Fowles et D. W. Lynch, « Introduction to Modern Optics, » *American Journal of Physics*, t. 36, n° 8, p. 770-771, 1968, ISSN : 0002-9505. DOI : 10.1119/1.1975142

[7] I. H. Malitson, « Refraction and Dispersion of Synthetic Sapphire, » EN, *JOSA*, t. 52, n° 12, p. 1377-1379, 1962, Publisher : Optica Publishing Group. DOI : 10.1364/JOSA.52.001377

[8] M. J. Weber, « CRC handbook of laser science and technology. Volume 4. Optical materials, Part 2 - Properties, » English, 1986, Publisher : CRC Press Inc.,Boca Raton, FL.

[9] E. R. Dobrovinskaya, L. A. Lytvynov et V. Pishchik, « Properties of Sapphire, » en, in *Sapphire*, Book Authors : _ :n585, Boston, MA : Springer US, 2009, p. 55-176, ISBN : 978-0-387-85694-0 978-0-387-85695-7. DOI : 10.1007/978-0-387-85695-7_2

[10] D. Harris et G. Turri, « Optical and Thermal Properties of Spinel with Revised (Increased) Absorption at 4 to 5 M Wavelengths and Comparison with Sapphire, » *Optical Engineering*, t. 52, n° 8, p. 87113–1–87113-12, 2013. doi : https://doi.org/10.1117/1.OE.52.8.087113

[11] G. W. Lee, S. Jeon, S.-N. Park, Y. S. Yoo et C.-W. Park, « Temperature and Thickness Dependence of IR Optical Properties of Sapphire at Moderate Temperature, » en, *International Journal of Thermophysics*, t. 32, n° 7, p. 1448-1456, 2011, issn : 1572-9567. doi : 10.1007/s10765-011-0990-2

[12] G. K. White et S. J. Collocott, « Heat Capacity of Reference Materials : Cu and W, » *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, t. 13, n° 4, p. 1251-1257, 1984, issn : 0047-2689. doi : 10.1063/1.555728

Chapitre 5

Description des expériences et classification des régimes

Ce court chapitre a pour objectif de présenter brièvement les conditions expérimentales des essais réalisés au cours de la thèse. Une première description qualitative des différents comportements et régimes observés est ensuite proposée, en cherchant à les répertorier et à les classer.

Des cartes de régimes sont ainsi établies afin d'identifier les domaines d'existence des différents phénomènes. Pour plus de clarté, le nombre de paramètres est volontairement limité aux deux plus influents : la température initial de la surface avant impact et le nombre de Weber. Cette approche permet de visualiser rapidement l'influence de ces paramètres sur les régimes observés.

Enfin, une première analyse quantitative est consacrée au temps de résidence des gouttes sur la paroi ainsi qu'au délai précédant la première nucléation, étudiés de manière plus approfondie dans la suite du manuscrit.

5.1 Choix des paramètres à étudier

Une analyse paramétrique a été menée en faisant varier les principaux paramètres expérimentaux du dispositif. Des expériences ont ainsi été réalisées en modifiant la température initiale T_0 du bloc de saphir avant impact, la hauteur de chute de la goutte h_{chute}, contrôlant la vitesse d'impact de la goutte, ainsi que la mouillabilité de la surface via l'emploi de différents dépôts (TiAlN, TiAl et SL2). Le tableau 5.1 récapitule l'ensemble des paramètres explorés.

T_0 [°C]	80 – 100 – 110 – 125 – 140 – 150 – 175 – 200 – 250 – 300
h_{chute} [cm]	4,5 – 6,5 – 9 – 14 – 18 – 22
Nombre de Weber	26 – 38 – 53 – 82 – 106 – 129
Surfaces étudiées	TiAlN - TiAl - SL2

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des paramètres expérimentaux étudiés.

Les températures inférieures à 300 °C sont étudiées car l'ébullition y demeure principalement dominée par la nucléation et la formation de bulles. Les cas avec une température initiale inférieure à 110 °C servent de référence, correspondant à une situation sans ébullition mais avec une évaporation soutenue concentrée au niveau de la ligne triple, à

la périphérie de la goutte. Ainsi, la plage de températures sélectionnée permet de couvrir l'ensemble des mécanismes observables lors de l'impact d'une goutte sur une surface chaude.

Pour diverses raisons pratiques, toutes les hauteurs de chute n'ont pas pu être explorées pour la surface SL2. Pour ces surfaces très hydrophobes, seules les hauteurs de $4,5$, 9 et 18 cm ont été testées.

L'effet de la mouillabilité est étudié à travers les trois surfaces choisies, présentant des angles de contact très différents. Les angles de contact statiques et dynamiques ont été déterminés à partir des images acquises par ombroscopie avec la caméra haute cadence, dans des conditions d'impact avec une température de paroi de 80 °C. En effet, les images issues de la caméra ombroscopique permettent de suivre aisément l'angle de contact d'avancement durant la phase d'étalement, ainsi que l'angle de recul au cours de la phase de rétractation qui s'ensuit. Ces valeurs, données à titre indicatif, sont résumées dans le tableau 5.2.

Surface	TiAlN	TiAl	SL2
Angle de contact statique	10°	70°	110°
Angle de contact d'avancée	20°	100°	130°
Angle de contact de recul	–	45°	55°

TABLE 5.2 – Angles de contact statiques et dynamiques des différentes surfaces, mesurés à température ambiante.

Dans le cas du dépôt TiAlN, fortement hydrophile, l'angle de recul est extrêmement faible. En pratique, il est presque impossible à évaluer, même à partir d'images prises sous une incidence très rasante.

5.2 Comportement d'une goutte sur une paroi chaude

Lorsqu'une goutte impacte une surface chaude, une grande variété de comportements peut être observée comme il en a déjà été fait mention dans les précédents chapitres. Ces phénomènes résultent d'un couplage complexe entre la dynamique de l'impact et les transferts thermiques. Il est donc essentiel de distinguer les différents régimes d'interaction afin de mieux comprendre les mécanismes qui les gouvernent.

Cependant, il n'existe pas de consensus sur leur classification : plusieurs paramètres influencent leur apparition, et ces régimes peuvent se succéder au cours d'un même impact. La description présentée ci-dessous n'a donc pas pour objectif d'en proposer une hiérarchie stricte, mais plutôt de dégager les grandes tendances observées. On peut distinguer deux grandes catégories de régimes :

- **Les régimes initiaux d'impact :** ils se manifestent au début de l'interaction, lorsque la dynamique d'étalement du liquide domine encore et que l'énergie cinétique initiale n'a pas été totalement dissipée. Avec l'augmentation de la température de la surface, ces régimes peuvent toutefois être fortement influencés par les phénomènes thermiques et l'apparition de l'ébullition.

- **Les régimes post-impact :** ils apparaissent plus tardivement, une fois l'énergie cinétique de l'impact dissipée. Leur évolution est alors principalement gouvernée par les

phénomènes de changement de phase et la thermodynamique des échanges entre la surface et le liquide.

La Figure 5.1 illustre la diversité des régimes observés lors de l'impact d'une goutte sur une surface chauffée. Ces régimes se distinguent par la nature dominante des phénomènes — hydrodynamiques ou thermiques — et par la chronologie de leur apparition.

Les **régimes initiaux d'impact** présentent une grande variété de comportements. Lorsqu'une goutte entre en contact avec une surface chaude, elle s'étale dans un premier temps. À basse température, ce phénomène reste purement hydrodynamique : la goutte forme un bourrelet périphérique et une lamelle centrale de profil quasi gaussien (*spreading*, Figure 5.1.a). Avec l'augmentation de la température, l'apparition d'une ébullition localisée dans le bourrelet provoque la projection de microgouttelettes, caractérisant le **spraying** (Figure 5.1.b). Ces gouttelettes sont majoritairement éjectées dans la direction de l'étalement. Lorsque la lamelle devient suffisamment fine pour que des microbulles y éclatent, des gouttelettes très fines sont projetées perpendiculairement à la surface : c'est le régime d'**atomisation** (Figure 5.1.c). À des températures et nombres de Weber plus élevés, la goutte peut se **fragmenter** précocement en plusieurs volumes de taille comparable (**prompt splash**, Figure 5.1.d) .

Un régime particulier, dit du **fried egg**, peut apparaître pendant la phase de rétraction (Figure 5.1.e). Un film liquide très mince reste temporairement adhérent à la paroi, tandis que l'essentiel du liquide se regroupe au centre sous l'effet de la tension de surface. Ce film n'est observable qu'à faible température, avant que l'ébullition ou l'évaporation ne le fassent disparaître. Sur la fin de la rétraction, un **jet central** peut se former (Figure 5.1.f–g), parfois cohésif, parfois fragmenté. La phase terminale conduit soit à un **rebond humide** (Figure 5.1.i), lorsque du liquide demeure en contact avec la surface, soit à un **rebond sec** (Figure 5.1.h), sans contact permanent. Ce dernier devient prédominant à mesure que la température s'élève et que l'on s'approche du **régime de Leidenfrost** (Figure 5.1.j), où la goutte lévite sur un coussin de vapeur.

Les **régimes post-impact**, observés plus tardivement, concernent principalement les phénomènes de **changement de phase**. À basse température, la goutte se contente d'une **évaporation simple** (Figure 5.1.k). Lorsque la température augmente, on observe successivement : – une **nucléation faible** (Figure 5.1.l), avec quelques sites actifs bien distincts et une croissance lente des bulles ; – une **ébullition en moussage** (Figure 5.1.m), où de nombreuses bulles croissent lentement sans coalescence rapide, formant temporairement une structure mousseuse ; – une **ébullition pleinement développée** (Figure 5.1.n), caractérisée par une forte densité de sites, une activité continue et des temps de relaxation très courts.

À température plus élevée, le **régime de la goutte dansante** (Figure 5.1.o) apparaît : la vaporisation intense soulève le centre de masse du liquide, entraînant des oscillations perpendiculaires à la paroi. Plusieurs auteurs classent le **régime de la goutte dansante** comme un régime d'impact [1], [2] cependant, comme l'atteste la Figure 5.12, ce régime peut perdurer plusieurs centaines de millisecondes, temps qui est largement supérieur aux temps caractéristiques d'impact. Enfin, dans le **pré-Leidenfrost** (Figure 5.1.p), la goutte alterne entre contact et lévitation avant de se stabiliser sur un coussin de vapeur, parfois en piégeant quelques bulles dans son volume.

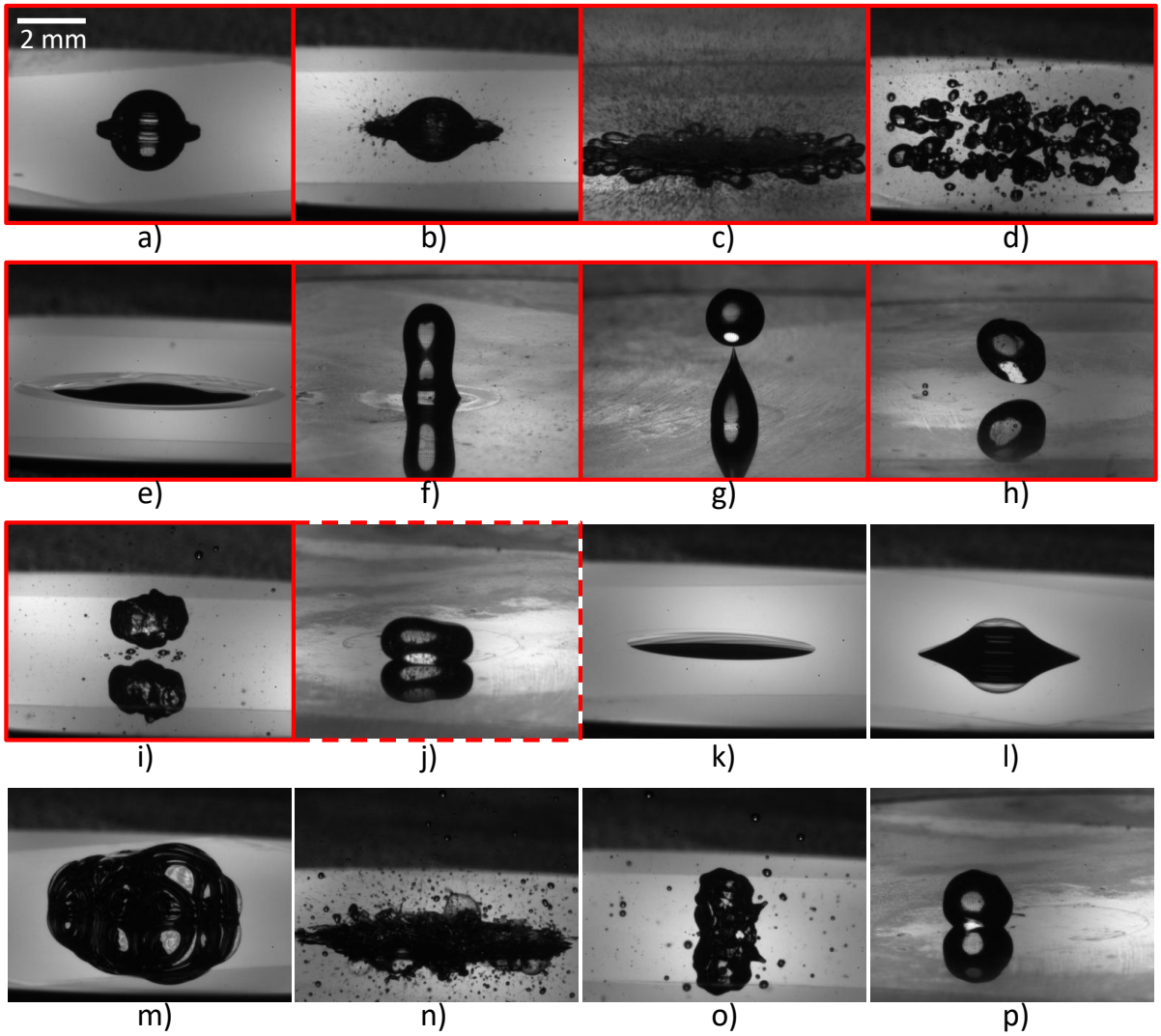


FIGURE 5.1 – Principaux régimes observés lors de l'impact d'une goutte sur une surface chauffée. (a) **Spreading** : étalement pur hydrodynamique à basse température. (b) **Spraying** : projection de microgouttelettes issues du bourrelet en ébullition. (c) **Atomisation** : éclatement de la lamelle centrale en fines gouttelettes perpendiculaires à la surface. (d) **Break-up** : fragmentation précoce de la goutte en plusieurs volumes distincts. (e) **Fried egg** : film liquide résiduel adhérent entourant un cœur de goutte central. (f)–(g) **Jet central** : soulèvement du liquide en un jet unique ou fragmenté lors de la rétraction. (h) **Rebond sec** : la goutte se détache complètement de la paroi. (i) **Rebond humide** : une partie du liquide reste en contact avec la surface. (j) **Régime de Leidenfrost** : lévitation complète sur un coussin de vapeur. (k) **Évaporation simple** : disparition progressive sans ébullition. (l) **Nucléation faible** : apparition de rares bulles à croissance lente. (m) **Ébullition en moussage** : coalescence limitée et structure transitoire de type mousse. (n) **ébullition pleinement développée** : forte activité de nucléation et dégagement intense de vapeur. (o) **Goutte dansante** : oscillations et rebonds dus à une vaporisation vigoureuse. (p) **Pré-Leidenfrost** : alternance entre contact et lévitation avant stabilisation sur un coussin de vapeur. Les régimes dit d'impact sont encadrés en rouge.

Les régimes à haute température sont particulièrement subtils et nécessitent une attention spécifique. Le régime de **rebond** peut être soit **sec**, lorsque la surface est totalement

sèche au moment du départ de la goutte, soit **humide**, lorsque des résidus liquides persistent sur la paroi. De manière analogue, le régime de fragmentation peut également être sec ou humide. Par ailleurs, la **fragmentation** peut survenir durant la phase d'étalement ou au cours de la rétractation. Il est donc pertinent de distinguer la **fragmentation à l'étalement** de la **fragmentation à la rétractation**.

Enfin, à haute température, une nucléation intense peut générer l'éjection de fines gouttelettes. Celles-ci peuvent être projetées dans la direction de propagation du bourrelet — phénomène qualifié de **spray** — ou perpendiculairement à la surface, conduisant à une **atomisation** (voir Figure 5.2).

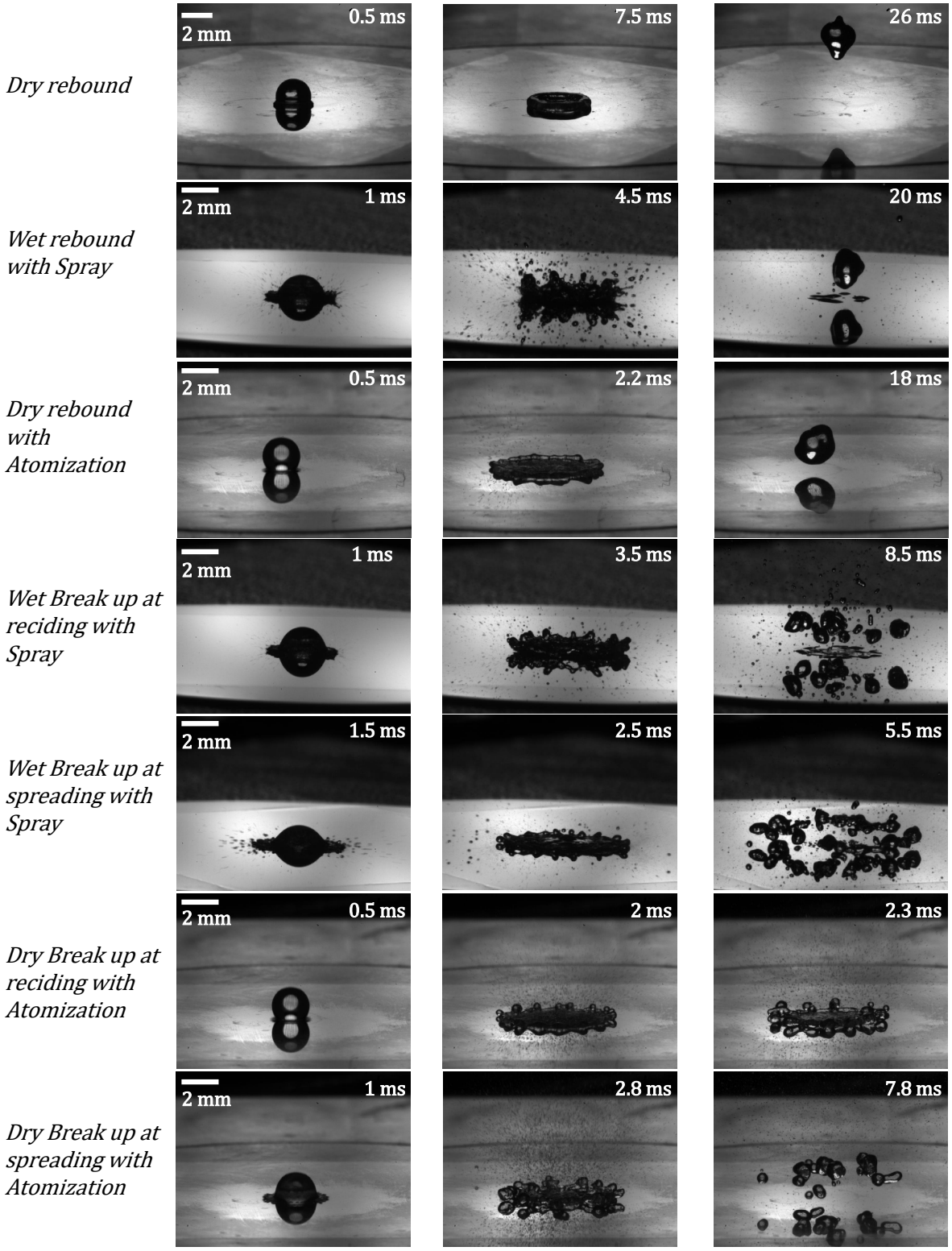


FIGURE 5.2 – Illustration de la complexité des différents régimes d'impact à haute température avec **Rebond** et **Fragmentation** sec ou humide avec ou sans **Atomisation** et **Spray**.

5.2.1 Surface TiAlN

Comme évoqué précédemment, le revêtement TiAlN présente un comportement FORTEMENT HYDROPHILE, caractérisé par un faible angle de contact.

À basse température ($T_0 \leq 110$ °C), l'impact se traduit par une phase d'étalement d'environ 5 ms, suivie d'une phase de recul. Ce recul évolue rapidement en un recul sur film mouillant, désigné sous le terme d'« œuf sur le plat » (étude détaillée au chapitre 6.1.2). Cette phase peut durer de quelques millisecondes à plusieurs dizaines de millisecondes avant que le film mince ne disparaisse sous l'effet de l'évaporation. La goutte poursuit alors une évolution proche de celle d'une goutte sessile, dominée par une évaporation lente (Figure 5.3).

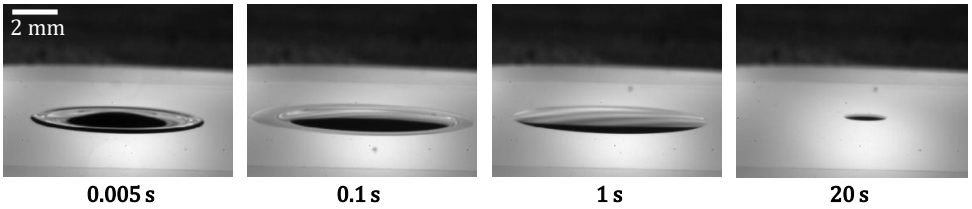


FIGURE 5.3 – Impact, phénomène d'oeuf sur le plat puis évaporation sur une surface de TiAlN à un nombre de Weber 56 à $T_0 = 80$ °C.

À partir de $T_0 = 125$ °C, une **nucléation faible** peut apparaître, bien qu'elle reste sporadique jusqu'à environ 150 °C. Sur une surface aussi hydrophile que le TiAlN, la surchauffe nécessaire à la nucléation est importante. Lorsqu'elle survient, elle se manifeste avec un temps d'inception relativement long, souvent pendant la phase de recul ou même durant l'**évaporation**, alors que la goutte est déjà quasi immobile (Figure 5.4). Cette **ébullition faible** ne dure que quelques centaines de millisecondes avant de s'éteindre, laissant place à une **évaporation** si la goutte n'a pas totalement disparu ou à une **ébullition pleinement développée** à plus haute température. La **nucléation faible** se caractérise par un faible nombre de bulles croissant lentement avant d'éclater, provoquant une expansion temporaire de la surface mouillée. Le nombre de bulles semble augmenter avec le nombre de Weber, probablement en raison de l'accroissement de la surface d'étalement et donc du nombre de sites de nucléation disponibles.

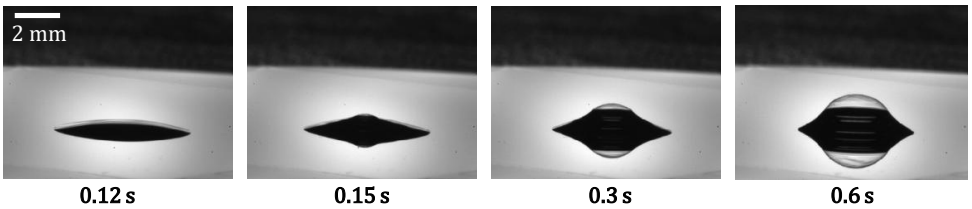


FIGURE 5.4 – **Nucléation faible** sur une surface de TiAlN à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 125$ °C.

Lorsque la température de la paroi augmente, le délai d'apparition des premiers nucléi se réduit, jusqu'à ce que la nucléation se produise dès la phase d'**étalement**. Entre $T_0 = 150$ et 175 °C, la nucléation devient plus intense et conduit à un régime d'**ébullition pleinement développée**, marqué par un grand nombre de sites actifs générant de nombreuses gouttelettes secondaires. L'ébullition débute dès l'**étalement** et persiste plusieurs

dizaines de millisecondes avant de s'éteindre. Elle laisse derrière elle des fragments liquides dispersés, souvent de forme très distordue, entrant en **évaporation**. Les zones convexes se renforcent tandis que les concavités s'ouvrent, conduisant progressivement à la formation de gouttes séparées et quasi circulaires, qui poursuivent ensuite leur **évaporation** jusqu'à disparition complète (Figure 5.5).

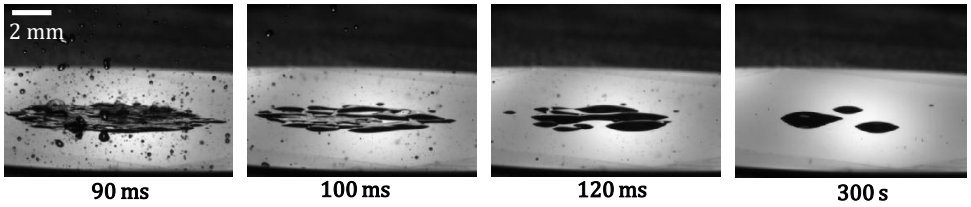


FIGURE 5.5 – Ébullition pleinement développée suivie d'une évaporation sur une surface de TiAlN à un nombre de Weber de 78 à $T_0 = 175$ °C.

À $T_0 = 200$ °C, la même succession de régimes est observée, mais une phase de **spray** apparaît dès l'**étalement** pour les faibles nombres de Weber ($26 \leq We \leq 53$). Pour des valeurs plus élevées de We, l'impact conduit à un **rebond humide**, pouvant se **fragmenter** selon l'intensité de l'impact.

Au-delà de $T_0 = 250$ °C, l'impact s'accompagne systématiquement d'une **atomisation** ou d'un **spray** issu du bourrelet, suivie soit d'un **rebond humide** dont le degré de **fragmentation** dépend directement du nombre de Weber, avec une rupture à l'**étalement** (*splashing*) ou au début de la phase de **rétraction** (*receding breakup*) laissant quelques fragments liquides résiduels sur la paroi (Figure 5.6).

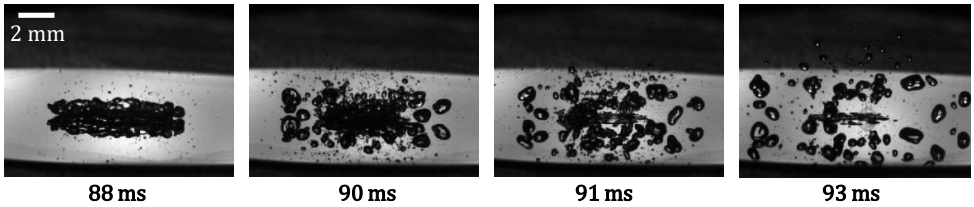


FIGURE 5.6 – Impact donnant lieu à une **fragmentation à l'étalement** avec **spray** sur une surface de TiAlN à un nombre de Weber de 128 à $T_0 = 250$ °C.

L'ensemble des ces régimes et leurs apparitions sont compilés sur une carte 3D, d'axes température, nombre de Weber et temps qui permet une visualisation temporelle des enchaînements de ces régimes (Figure 5.7).

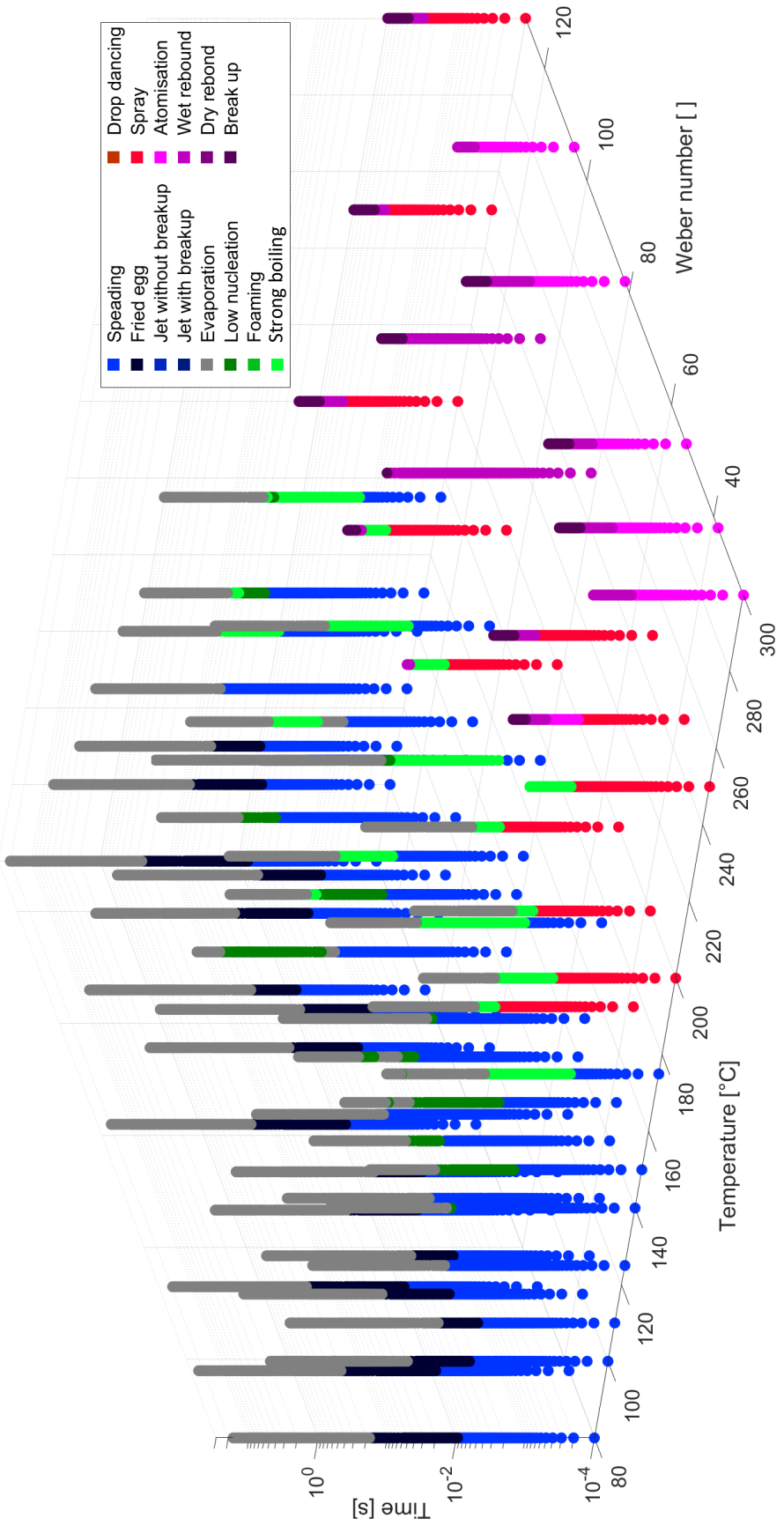


FIGURE 5.7 – Régimes observés lors de l'impact d'une goutte de 2, 2 mm de diamètre sur un saphir revêtu d'un dépôt de TiAlN en fonction de la température de substrat, du nombre de Weber et du temps.

5.2.2 Surface TiAl

Le revêtement de TiAl présente un caractère FAIBLEMENT HYDROPHILE, avec un angle de contact statique d'environ 70°.

À $T_0 = 80$ et 100 °C, le comportement dépend fortement du nombre de Weber :
- pour de faibles valeurs ($We = 26$ et 38), la goutte se dépose sans rebond ;
- pour des valeurs intermédiaires ($56 \leq We \leq 103$), un **jet continu** se forme sans se rompre ;
- pour $We = 129$, le **jet** se **rompt**, générant des gouttelettes secondaires qui peuvent ou non retomber sur la goutte principale (Figure 5.8).

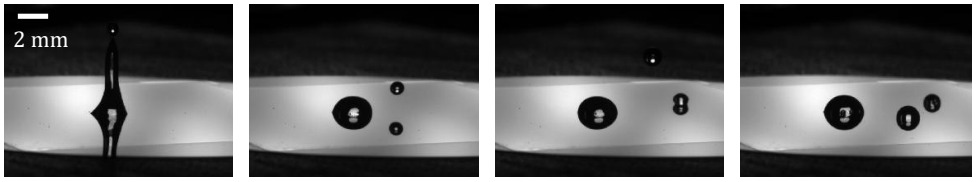


FIGURE 5.8 – Rupture du **jet** à l'impact sur une surface de TiAl à un nombre de Weber de 128 à $T_0 = 100$ °C.

Il est possible d'observer, à $T_0 = 100\,°C$, la croissance lente de quelques bulles durant la phase d'**évaporation**. Celles-ci proviennent vraisemblablement de bulles d'air ENTRAPPÉES LORS DE L'IMPACT (voir section 1.3.2), qui s'élargissent sous l'effet de la vapeur produite par l'**évaporation**. La présence d'incondensables (air dissous) ne peut être écartée. Ces bulles évoluent très lentement et persistent longtemps sans se détacher de la paroi ni percer la surface libre.

À partir de $T_0 = 110\,°C$, une **nucléation faible** apparaît pour des nombres de Weber intermédiaires ($53 \leq We \leq 106$), Figure 5.9. En revanche, pour $We > 106$, la **fragmentation** de la goutte, survenant pendant la phase de **recul**, DÉFAVORISE LA FORMATION DE BULLES et le déclenchement de sites de nucléation.

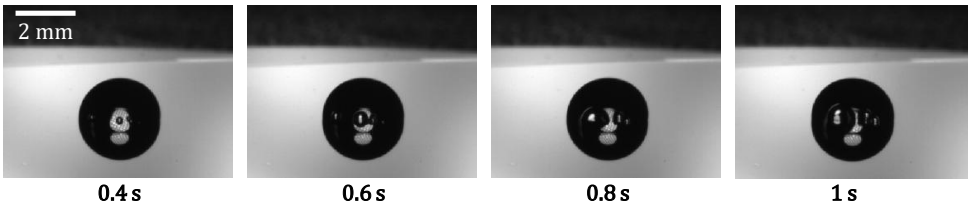


FIGURE 5.9 – Nucléation faible sur une surface de TiAl à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 110$ °C.

À $T_0 = 125$ °C, la goutte entre systématiquement en ébullition après l'impact, avec un régime proche de l'**ébullition en moussage** (*foaming*). Les bulles croissent de manière significative sans éclater rapidement, s'accumulant pour former une structure temporairement mousseuse. Ce régime dure quelques centaines de millisecondes, avant que les bulles ne coalescent et disparaissent progressivement (Figure 5.10). La phase finale est marquée par une **ébullition faible**, avec des bulles apparaissant sporadiquement, alternant avec des périodes d'**évaporation**. Cette phase mixte peut durer plusieurs secondes, jusqu'à la

disparition complète de la goutte, bien qu'il arrive que la nucléation s'interrompe et laisse place à une **évaporation**.

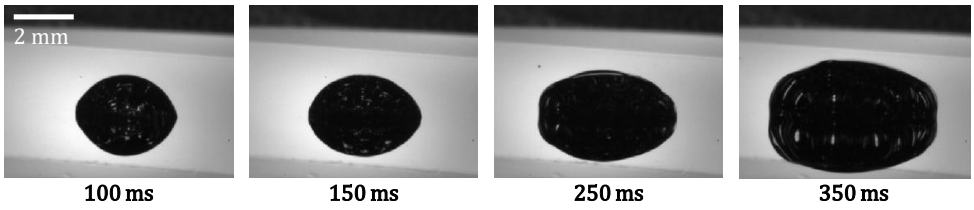


FIGURE 5.10 – **Ébullition en moussage** une surface de TiAl à un nombre de Weber de 78 à $T_0 = 125$ °C.

À $T_0 = 140$ °C, la goutte entre rapidement en ébullition, généralement au cours de la phase de recul, avec parfois les premiers signes de nucléation déjà visibles pendant l'étalement. L'augmentation du nombre de Weber accélère l'apparition des bulles, probablement en raison d'une surface d'impact plus grande ou de bulles d'air plus nombreuses piégées sous la goutte. Dans cette gamme de températures, le régime d'**ébullition en moussage** (*foaming*) peut encore se manifester, à condition que l'épaisseur du film liquide reste suffisante pour empêcher la percée prématurée des bulles. Il est ainsi favorisé pour des Weber modérés, tandis qu'à forts Weber, le plus grand étalement et la fragmentation de la goutte pendant l'étalement contraignant son apparition. Après cette phase, l'activité de nucléation ralentit progressivement, puis s'éteint, laissant place à une **évaporation** résiduelle ou à la disparition complète de la goutte (Figure 5.11).

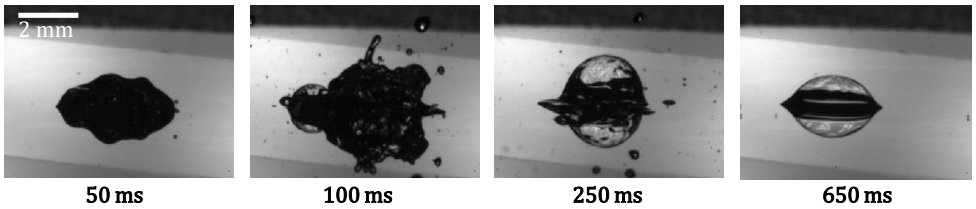


FIGURE 5.11 – Ébullition pleinement développée sur une surface de TiAl à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 140$ °C.

Un comportement similaire est observé à $T_0 = 150$ et 175 °C, avec toutefois une ébullition qui débute plus précocement, dès la phase d'étalement. Pour des nombres de Weber intermédiaires, un **régime de goutte dansante** (*drop dancing*) apparaît à 175 °C (Figure 5.12) ; il devient ensuite systématique pour l'ensemble des nombres de Weber à 200 °C. À cette température, un **spray** (projection de gouttes secondaires issues du bourrelet) se développe lors de la phase d'**étalement**.

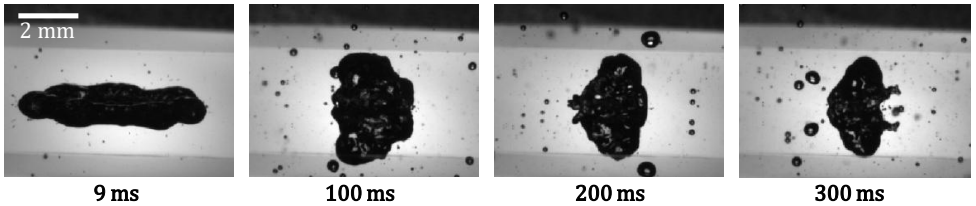


FIGURE 5.12 – Phénomène de **goutte dansante** sur une surface de TiAl à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 175$ °C.

Enfin, au-delà de $T_0 = 250$ °C comme pour la surface de TiAlN, l'impact s'accompagne d'une **atomisation** ou d'un **spray**, suivi soit d'un **rebond humide** dont le degré de **fragmentation** dépend directement du nombre de Weber, soit d'une rupture précoce (*splashing*) ou au début de la phase de rétraction (*receding breakup*) laissant quelques fragments liquides résiduels sur la paroi (Figure 5.13).

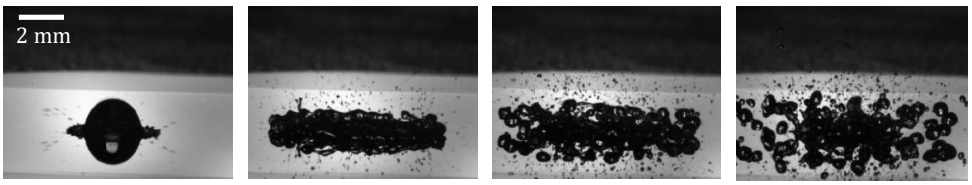


FIGURE 5.13 – Impact sur une surface de TiAl à un nombre de Weber de 128 à $T_0 = 250$ °C.

L'ensemble des ces régimes et leurs apparitions sont compilés sur une carte 3D, d'axes température, nombre de Weber et temps qui permet une visualisation temporelle des enchaînements de ces régimes (Figure 5.14).

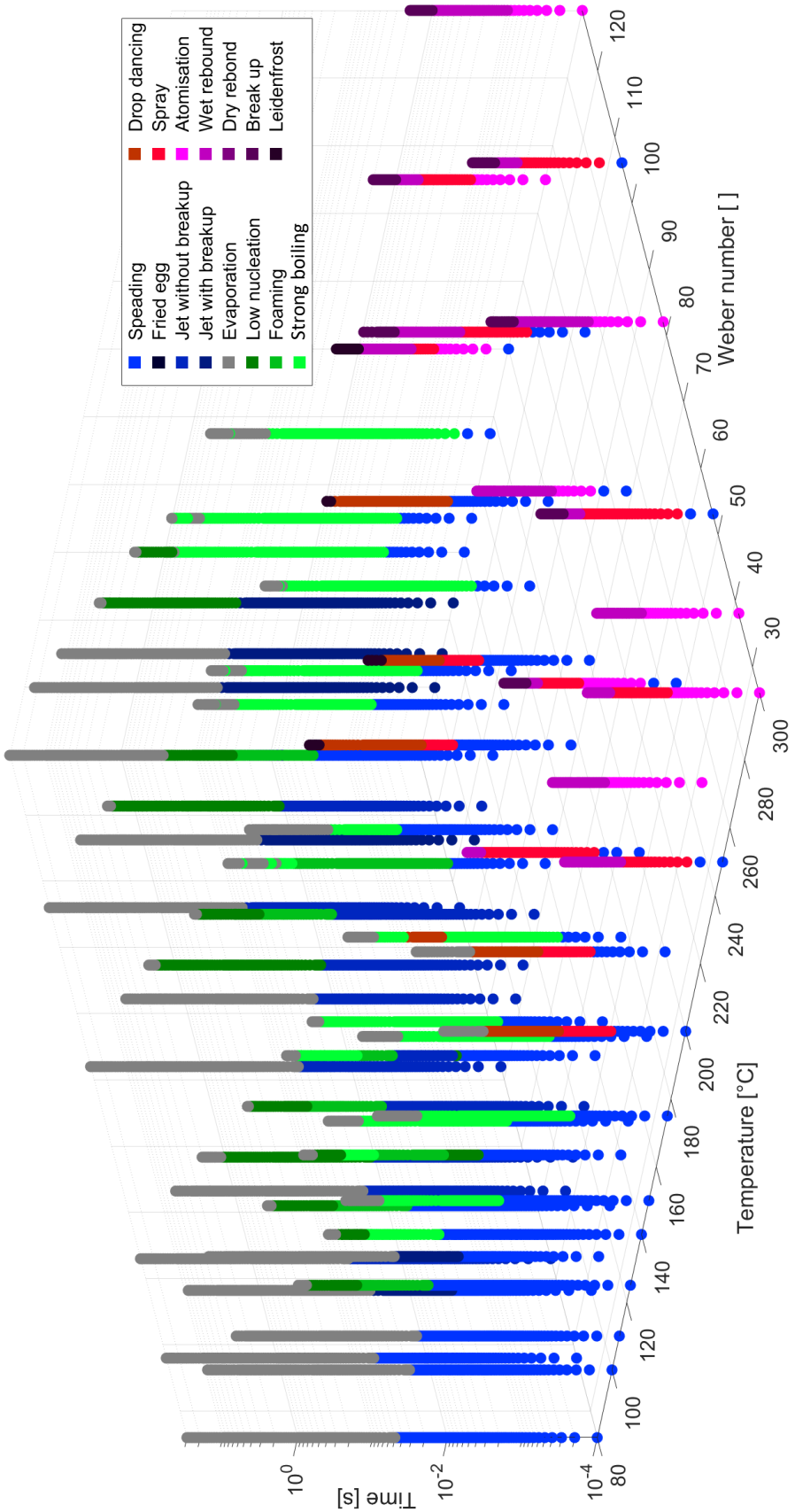


FIGURE 5.14 – Régimes observés lors de l'impact d'une goutte de 2, 2 mm de diamètre sur un saphir revêtu d'un dépôt de TiAl en fonction de la température de substrat, du nombre de Weber et du temps.

5.2.3 Surface SL2

Le revêtement **SL2** présente un caractère HYDROPHOBE, avec un angle de contact statique d'environ 110°. En raison de la faible adhérence des gouttes à la paroi, celles-ci ont tendance à rebondir et à quitter rapidement le champ de vision des caméras, rendant les observations souvent difficile et incomplètes.

À $T_0 = 80$ °C, pour de faibles nombres de Weber, un **rebond** de la goutte est observé. Pendant ce rebond, un **jet** liquide se forme, dont la hauteur augmente avec le nombre de Weber. À $We = 26$, le **jet** reste **continu**, tandis qu'il se **rompt** pour des valeurs plus élevées de We (Figure 5.15). La goutte principale ainsi que les fragments liquides retombent ensuite sur la surface et s'**évaporent** progressivement. À 100 °C, le comportement est similaire, cependant même à $We = 26$, le **jet** liquide se **rompt**, probablement en raison de la diminution de la tension de surface avec l'échauffement du liquide. Pour des valeurs de We plus élevées, on observe un **rebond** avec un **jet** liquide qui se **rompt**.

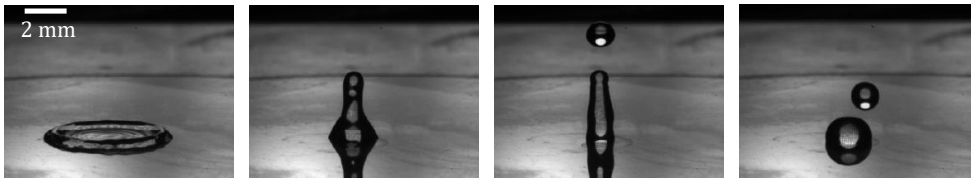


FIGURE 5.15 – Impact avec **rupture de jet** sur une surface de SL2 à un nombre de Weber de 104 à $T_0 = 80$ °C.

À $T_0 = 125$ °C, la nucléation, qui débute dès la phase de recul, déstabilise la colonne de liquide et provoque son effondrement. Le **rebond** est ainsi avorté : un **jet** se forme, mais sans **rebond** effectif de la goutte pour $We = 26$. Pour des nombres de Weber plus élevés, le **jet** parvient à se développer davantage, puis se **rompt**, tandis que la goutte principale effectue un **rebond** partiel. Elle entre ensuite dans un régime d'ébullition proche du **régime de goutte dansante** (*drop dancing*) : la base de la goutte bouillonne et génère de nombreuses projections latérales, tout en conservant une forme globalement sphérique. Sous l'effet des poussées locales engendrées par l'explosion des bulles et le dégagement de vapeur, la goutte se met à « rouler » et à « sautiller » sur la paroi, suivant des trajectoires aléatoires (Figure 5.16).

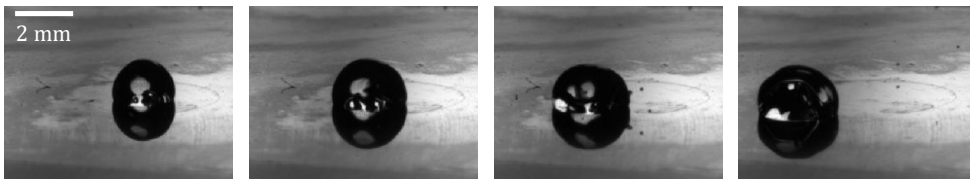


FIGURE 5.16 – Phénomène de « roulage » sur une surface de SL2 à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 125$ °C.

À $T_0 = 140$ °C, le comportement de la goutte est fortement influencé par le caractère aléatoire de la nucléation. Selon son intensité, l'impact conduit soit à un **rebond sec**, soit à la formation d'un **jet** dont le rebond est avorté ; ce **jet** peut se **rompre** ou non en gouttelettes secondaires. Par la suite, la goutte principale entre dans un régime d'ébullition

analogue à celui décrit précédemment, avec une sphéricité inférieur due une nucléation plus intense qui vient d'avantage déformer la goutte (Figure 5.17). Le comportement décrit s'apparente d'avantage au **régime de la goutte dansante** (*drop dancing*) décrit dans la littérature.

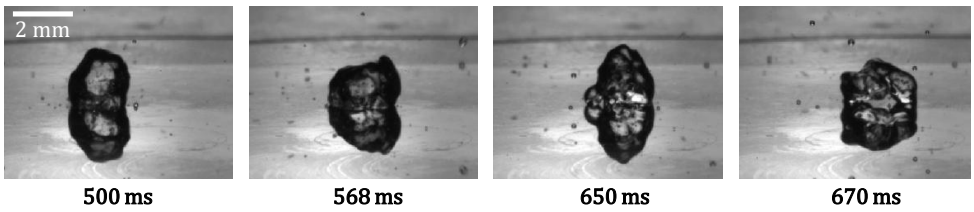


FIGURE 5.17 – Phénomène de **goutte dansante** sur une surface de SL2 à un nombre de Weber de 78 à $T_0 = 140$ °C.

À $T_0 = 150$ °C, un comportement similaire est observé, mais la dynamique de la goutte tend progressivement vers un régime d'**ébullition en film**, appelé aussi régime **Leidenfrost** (post-impact) : La goutte n'entre en contact qu'à sa base, où une ébullition localisée entraîne de petits sauts successifs, traduisant sa réticence à adhérer à la surface (Figure 5.18.

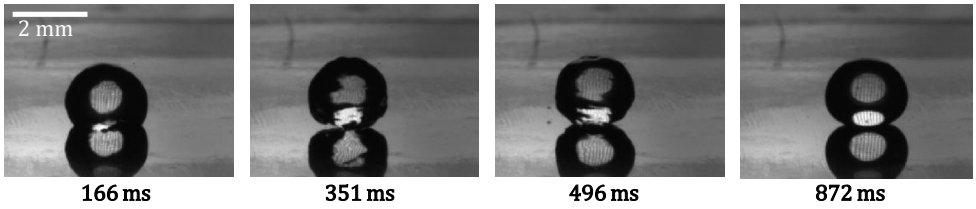


FIGURE 5.18 – Régime de **pré-Leidenfrost** sur une surface de SL2 à un nombre de Weber de 56 à $T_0 = 150$ °C.

À $T_0 = 175$ °C, la goutte effectue d'abord un **rebond sec**, puis entre en ébullition transitoire au moment de son deuxième contact avec la paroi, avant de sauter et de basculer vers le régime d'**ébullition en film**. À $We = 106$, un petit **spray** est observé lors de l'**impact**, signe d'une dynamique proche de la **fragmentation**. À $T_0 = 200$ °C, aucune **atomisation** n'apparaît pour les faibles nombres de Weber, tandis qu'une **atomisation** modérée se manifeste pour des valeurs plus élevées. Dans tous les cas, la goutte **rebondit** et évolue rapidement vers le régime d'**ébullition en film**.

À $T_0 = 250$ °C, le comportement reste similaire, mais l'**atomisation** est plus marquée et, à forts Weber, la goutte se **fracture** (Figure 5.19) ; un comportement similaire aux surfaces de TiAlN et TiAl.

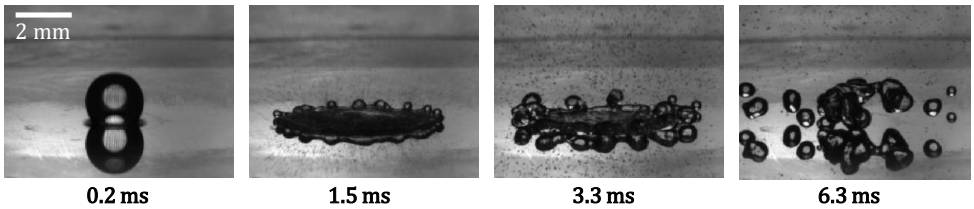


FIGURE 5.19 – Impact sur une surface de SL2 à un nombre de Weber de 128 à $T_0 = 250$ °C.

Enfin, à $T_0 = 300$ °C, l'**atomisation** est observée même pour les faibles nombres de Weber, tandis que le **rebond** et la transition vers l'**ébullition en film** demeurent systématiques avec une fragmentation à haut nombre de Weber.

L'ensemble des ces régimes et leurs apparitions sont compilés sur une carte 3D, d'axes température, nombre de Weber et temps qui permet une visualisation temporelle des enchaînements de ces régimes (Figure 5.20).

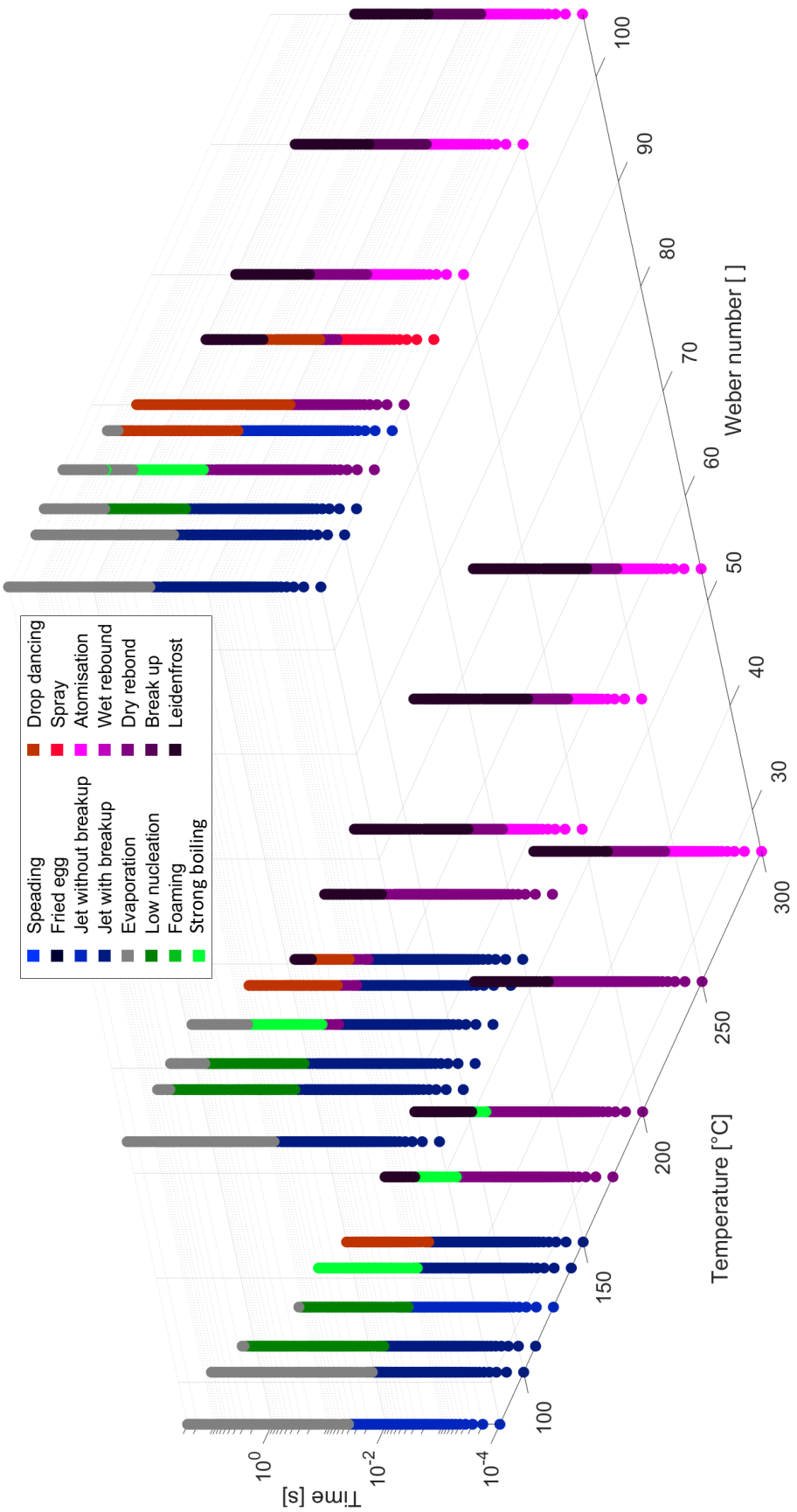


FIGURE 5.20 – Régimes observés lors de l'impact d'une goutte de 2, 2 mm de diamètre sur un saphir revêtis de SL2 en fonction de la température de substrat, du nombre de Weber et du temps.

5.3 Étude du temps de résidence de la goutte

Le **temps de résidence** d'une goutte constitue un indicateur global de l'efficacité du transfert de chaleur entre le liquide et la paroi. C'est un paramètre simple à mesurer expérimentalement qui intègre à la fois les effets hydrodynamiques et thermiques intervenant depuis l'impact jusqu'à l'évaporation complète. Cependant, il existe différentes temps caractéristiques lors de l'impact d'une goutte.

5.3.1 Temps caractéristiques

Il existe plusieurs modèles physiques qui cherchent à expliquer la durée de vie d'une goutte d'eau impactant une surface chaude malgré les très nombreux régimes, de nature différente.

Temps visqueux et rebond

Le **temps de dissipation visqueuse** t_ν est associé à la dynamique interne de la goutte, où les forces visqueuses amortissent les mouvements et déformations induits par l'impact. Il peut être défini par $t_\nu = \frac{L^2}{\nu}$ avec ν la viscosité cinématique du fluide constituant la goutte. Dans le cadre de l'impact d'une goutte, la longueur caractéristique L peut être prise égale à l'épaisseur moyenne de la lamelle à l'étalement maximal. On peut alors définir cette épaisseur comme

$$h = \frac{2}{3}\frac{d_0}{\beta_{max}^2}$$

en supposant la masse de la goutte conservée et sa forme assimilable à un cylindre d'épaisseur h et de diamètre d_{max}. Finalement,

$$t_\nu = \frac{4\,d_0^2}{9\,\beta_{max}^4\,\nu}$$

Avec un diamètre initial de goutte de $2,2$ mm et un β_{max} compris généralement entre 2 et 3 dans nos impacts (Chapitre et Section 6.1), le temps de dissipation visqueuse est d'environ 50 ms.

Sur les surfaces très hydrophobes ou à haute température, la goutte peut avoir un régime de rebond sec. Dans ce genre de situation, le temps de contact est principalement fixé par le rayon de la goutte et ne dépend pas de la vitesse d'impact [3]. Ce résultat peut être compris simplement par l'équilibre des force d'inertie, de l'ordre de $\frac{\rho d_0/2}{t_\sigma^2}$ avec les forces de capillarité $4\gamma/d_0^2$, ce qui mène à un temps de contact de la goutte proche du temps d'oscillation naturel des gouttes [3] :

$$t_\sigma \sim \sqrt{\frac{\rho_l d_0^3}{\sigma}} \tag{5.1}$$

ce qui correspond dans le cas de cette étude à une valeur de

$$t_\sigma \sim 12\text{ms}$$

Temps de thermique

Le **temps de diffusion thermique** t_{th} caractérise la propagation de la chaleur de la surface chaude vers la goutte. Le calcul est similaire à celui du **temps de dissipation visqueuse**. La diffusion de la chaleur dans la goutte est caractérisée par α le coefficient de diffusion thermique de l'eau. Le **temps de diffusion thermique** est alors $t_{\text{th}} = \frac{L^2}{\alpha} = 320$ ms. Avec une viscosité cinématique de 10^{-6} m^2/s et un coefficient de diffusion thermique de $1,4 \cdot 10^{-6}$ m^2/s, il apparaît que le transfert de la chaleur à l'impact est majoritairement régi par l'écoulement.

Temps d'évaporation

Dans des conditions ambiantes usuelles, l'évaporation d'une goutte sessile est gouvernée par le transport de la vapeur dans l'air environnant. Lorsque les effets de convection et les gradients thermiques restent faibles, ce transport est principalement diffusif et constitue alors le mécanisme limitant du processus d'évaporation. La loi de Fick

$$J = -D\nabla c \tag{5.2}$$

avec D le coefficient de diffusion massique de la vapeur dans l'air et c la concentration de vapeur, peut s'approximer par :

$$J = -D\frac{\Delta c}{\Delta x}$$

soit dans notre cas,

$$J = -D\frac{c_{sat} - c_\infty}{r_0}$$

En approximant la masse de la goutte comme $m = \rho\pi r_0^3$, en utilisant le temps totale d'évaporation t_{evap} et l'équation simplifiée de Fick, il est possible d'avoir l'égalité

$$\rho r_0^3 = D\frac{c_{sat} - c_\infty}{r_0} r_m a x^2 t_{evap}$$

Finalement,

$$t_{evap} = \frac{\rho r_0^2}{\beta_m a x^2 D(c_{sat} - c_\infty)}$$

H. Hu et R ; G. Larson ont développé une équation analytique donnant le taux d'évaporation d'une goutte sessile [4]. Ce taux d'évaporation est évalué avec une ligne de contact fixée peut être approximée par l'équation :

$$\dot{m} = -\pi\, R\, D\, (1 - H)\, \rho_{v_{\text{sat}}}\, (0,28\,\theta^2 + 1,3) \tag{5.3}$$

avec R le rayon de la ligne de contact, D est la diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air, H est l'humidité relative de l'air, $\rho_{v_{\text{sat}}}$ est la concentration de vapeur saturante et θ est l'angle de contact de la goutte en radiant. En intégrant cette expression en considèrent l'ensemble de ces paramètres indépendants du temps, il est possible d'estimer le temps d'évaporation totale de la goutte :

$$m(t) = \int_0^{t_{\text{evap}}} \dot{m}(t)\mathrm{d}t \tag{5.4}$$

finalement,

$$t_{\text{evap}} = -\frac{m_0}{\dot{m}} \tag{5.5}$$

Il est possible d'approximer R comme $\beta_{\max}\, d_0/2$ (Section 6.1) qui dépend du dépôt. Le coefficient de diffusion de la vapeur D est fixé à $D = 2,3\,10^{-5}$ m^{2}s^{-1}. L'humidité relative H est fixée à $H = 0,5$ et θ dépend du dépôt. La concentration de vapeur saturante, $\rho_{v_{\text{sat}}}$ est fonction de la température et peut être calculée grâce à la loi des gaz parfait. Cependant il est nécessaire de déterminer préalablement la pression de vapeur saturante. Pour cela, l'équation d'Antoine peut être utilisée.

$$\log_{10}(P_{\text{sat}}) = A - \frac{B}{C+T} \tag{5.6}$$

avec P_{sat} = la pression de vapeur saturante T = température K et les coefficients A, B et C

$$A = 4,65430, \quad B = 1435,264, \quad C = -64,848$$

, coefficient issu de [5].

La concentration en vapeur d'eau saturante est obtenue à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\rho_{v_{\text{sat}}}(T) = \frac{P_{\text{sat}} M}{RT}$$

avec $M = 0,018015$ kg/mol (masse molaire de l'eau), $R = 8,314$ J/(mol$\cdot$K) et $T(K) = T\ ^\circ\text{C} + 273,15$ finalement,

$$t_{\text{evap}}(T) = \frac{m_0}{\pi\, \beta_{\max}\, d_0/2\, D\, (1-H)\, \rho_{v_{\text{sat}}}(T)\, (0,28\,\theta^2 + 1,3)} \tag{5.7}$$

Temps de vie en ébullition

En partant du postulat que, comme pour le cas d'une seule goutte sans ébullition nucléée, une couche limite thermique se développe à l'intérieur du substrat lorsque la goutte mouille le substrat. La conduction de chaleur dans le substrat peut être approximativement unidimensionnelle puisque le diamètre de la goutte est plus grand que la couche limite thermique. La conduction de chaleur à l'intérieur du substrat est décrite par l'équation de la chaleur et la densité du flux de chaleur à l'interface liquide-solide peut être exprimée avec :

$$q(t) = \frac{e_{sa}(T_0 - T_{sat})}{\sqrt{\pi t}} \tag{5.8}$$

Breitenbach *et al.* [6], en supposant que la température à l'interface liquide-solide est la température de saturation, ont décrit le bilan énergétique comme :

$$\int_0^{t_{\text{Boiling}}} S(t) q(t) \mathrm{d}t \;=\; \rho_l \mathbf{L}^* \frac{\pi d_0^3}{6} \tag{5.9}$$

avec $S(t)$ l'évolution temporelle de la surface mouillée, $q(t)$ la densité de flux de chaleur et $\mathbf{L}^*$ la chaleur latente et la chaleur spécifique. En approximant la surface comme $S(t) = k_w \pi d_0^2$, Breitenbach *et al.* arrivent à un temps de vie avec nucléation de

$$t_{\text{Boiling}} = \pi \left(\frac{\mathbf{L}^* d_0 \rho_l}{12 e_{sa} k_w (T_0 - T_{sat})} \right) \tag{5.10}$$

où k_w est un paramètre d'ajustement lié à la nature de la paroi.

Temps de percolation

Des températures de substrat élevées mènent à une forte ébullition nucléée dans les premières étapes de l'impact de la goutte. Cette nucléation quasi-instantanée créée des zones de vapeur qui se placent entre le liquide et le solide. L'étalement de la goutte est alors perturbé par ces amas de vapeur, et la surface relative de la phase liquide en contact avec la paroi diminue. On nomme alors ϵ la fraction de zone mouillée. Lors que ϵ dépasse un seuil critique $\epsilon_c \approx 0,32$, le liquide n'entre en contact avec le substrat qu'à des endroits isolés, ce qui peut mener la goutte à rebondir ou à entrer dans le régime de la goutte dansante. La température à laquelle ces phénomènes apparaissent est appelée *température de thermosuperrepellency* [7]. Ce régime est prépondérant pour des températures de surchauffe de 150 à 250 K soit, pour le cas de l'eau, des températures de parois de 250 à 350 °C.

La durée jusqu'à ce qu'une grande quantité de liquide se soulève de la paroi en raison de la percolation de vapeur peut être exprimée comme

$$t_\epsilon = \frac{1}{k_\epsilon}\left(\frac{(1-\epsilon_c)\,\rho\, d_0\, L^*}{e_{sa}\,\Delta T\, Re^{2/5}}\right)^2 \tag{5.11}$$

avec k_ϵ un facteur empirique dans l'ordre de l'unité.

Temps de résidence

Deux types de temps de résidence peuvent être distingués :

— la **durée de vie** de la goutte, qui correspond au temps total entre l'impact initial et la disparition complète de la goutte par changement de phase.

— le **temps de contact**, défini comme la durée pendant laquelle la goutte reste en interaction directe avec la surface avant un éventuel rebond ou une fragmentation avec soulèvement d'une partie de la masse liquide de la paroi. Toute la paroi est asséchée mais une partie de la masse liquide s'est éloignée de la paroi et n'est pas évaporée.

Le **temps de résidence** est donc défini comme le temps nécessaire à la disparition complète de la goutte par changement de phase, ou, en cas de rebond ou de soulèvement, comme le temps de contact correspondant à l'intervalle entre le premier impact sur la paroi et le moment où la goutte s'en détache pour la première fois. Les gouttelettes projetées, en cas d'ébullition par exemple, ne sont pas comptabilisées dans le temps de résidence. Ce temps constitue un paramètre clé, car il reflète l'influence de la paroi et de la dynamique d'impact de la goutte, notamment sur l'apparition d'un rebond ou d'une phase de recul.

5.3.2 Effet du nombre de Weber sur le temps de résidence

Les graphiques présentés sur la figure 5.21 donnent le **temps de résidence** de la goutte en échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite pour les trois surfaces étudiées et pour différents nombres de Weber en fonction de la température. Ces résultats amènent à plusieurs constatations. Premièrement, plus la température de la paroi est élevée, plus le **temps de résidence** est faible pour toutes les surfaces et les nombres de Weber. Ensuite, le **temps de résidence** sur la surface hydrophile est peu sensible au nombre de Weber quelle que soit la température du substrat contrairement aux deux autres surfaces qui ont des temps d'évaporation (soit $T_0 < 125$ °C) croissant avec le nombre de Weber décroissant. Une particularité peut être observée sur la surface de TiAl : la durée d'évaporation décroît

avec l'augmentation du nombre de Weber, à l'exception du cas $We = 126$. En effet, plus le nombre de Weber est élevé, plus la goutte s'étale après l'impact, ce qui se traduit par un angle de contact plus faible, passant de $CA = 72°$ pour $We = 26$ à $CA = 60°$ pour $We = 106$ après la dynamique d'impact. Or, un angle de contact plus faible induit un temps d'évaporation réduit (voir Section 7.1.1). À $We = 126$, deux effets opposés interviennent : la rupture du jet conduit à un angle de contact plus élevé ($CA = 80°$) sur la goutte principale, ce qui tend à augmenter le temps d'évaporation, tandis que la fragmentation réduit la taille de la goutte principale, favorisant au contraire une évaporation plus rapide.

Un comportement similaire est observé sur la surface SL2 à 80 °C. À faible nombre de Weber, la goutte ne se fragmente pas et conserve un angle de contact d'environ 100°. À $We = 53$, elle se fragmente mais garde le même angle de contact (100°), tandis qu'à $We = 106$, la fragmentation s'accompagne d'un angle de contact réduit (90°), accélérant ainsi l'évaporation. En représentation logarithmique, le **temps de résidence** des gouttes décroît de façon quasi linéaire sur les surfaces TiAlN et TiAl. En revanche, sur la surface SL2, une rupture de tendance apparaît à partir de $T_0 = 140$ °C : le temps de contact chute brutalement, conséquence de l'entrée en régime de rebond pour certains nombres de Weber.

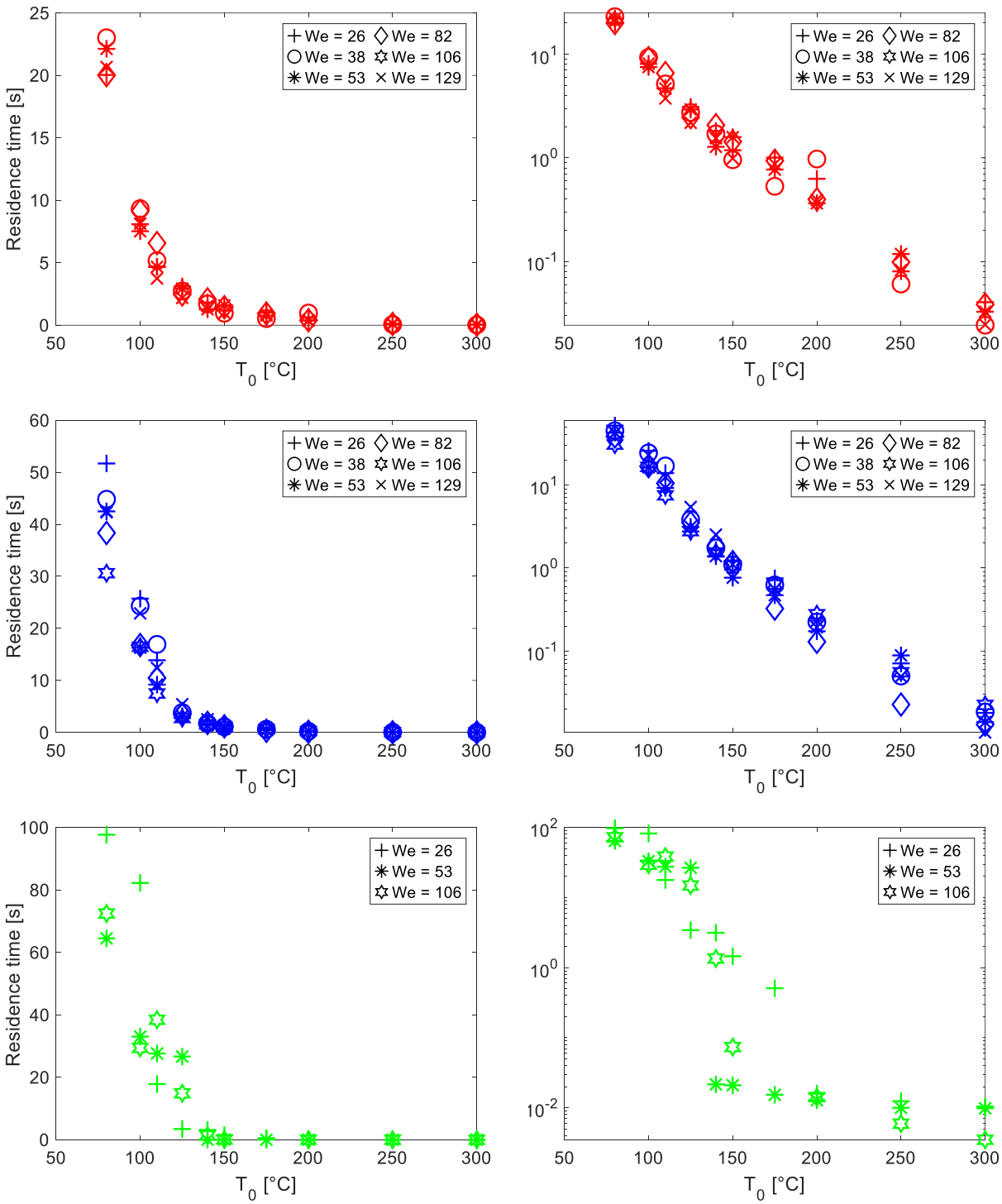


FIGURE 5.21 – Temps de résidence de la goutte en fonction de la température de substrat à différents nombres de Weber pour les trois surfaces étudiées avec, en rouge le TiAlN, suivie d'en bleu le TiAl et enfin en vert le SL2. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

5.3.3 Effet de la mouillabilité sur le temps de résidence

Les graphiques de la Figure 5.22 présentent le **temps de résidence** des gouttes pour les cas présentés sur la Figure 5.21, mais moyenné sur l'ensemble des nombres de Weber. En régime d'évaporation pure, une corrélation nette apparaît : plus l'angle de

contact est élevé, plus la durée nécessaire à l'évaporation complète de la goutte est longue. Cette tendance se prolonge aux températures correspondant à un régime d'ébullition faible ($T_0 < 150$ °C), car cette phase s'achève généralement par une évaporation dont la durée augmente avec l'angle de contact. Dans ce cas, une nucléation modérée tend même à accélérer l'évaporation pour les faibles angles de contact, en augmentant la surface d'échange. À $T_0 = 150$ °C, la tendance s'inverse : les surfaces hydrophiles présentent alors un temps de résidence plus élevé. Ce comportement s'explique par le fait que, sur surface hydrophile, la phase d'ébullition est plus courte (voir Figure 5.7, 5.14 et 5.20) ; la disparition de la goutte repose donc essentiellement sur une évaporation lente, tandis que sur les surfaces neutres et hydrophobes, l'ébullition domine et conduit à une disparition plus rapide. À partir de $T_0 = 200$ °C, les impacts sur la surface hydrophobe conduisent à un régime de rebond sec, caractérisé par un temps de résidence extrêmement court, contrairement aux surfaces neutre et hydrophile qui conservent des régimes d'ébullition ou de rebond humide. Dans ce dernier cas, la surface hydrophile retient une fraction plus importante du liquide, dont l'évaporation est plus lente — le plus souvent sans nucléation marquée — que sur la surface neutre.

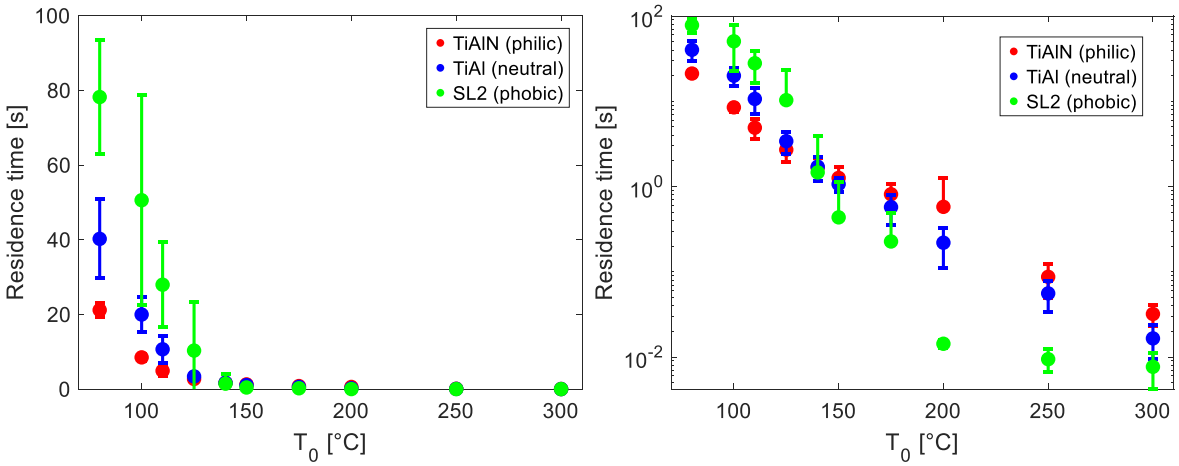


FIGURE 5.22 – Temps de résidence de la goutte moyenné sur l'ensemble des nombres de Weber en fonction de la température de substrat pour les trois surfaces étudiées. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

5.3.4 Comparaison avec des modèles

La Figure 5.23 présente les différents temps caractéristiques introduits dans la section 5.3, comparés aux mesures de temps de résidence.

Le temps d'évaporation, donné par H. HuRonald et G. Larson [4] via l'équation 5.7, est calculé pour les trois surfaces de mouillabilité différente. Les valeurs estimées sont du bon ordre de grandeur pour des températures de substrat inférieures à $T_0 = 140$ °C. Au-delà de cette valeur, la majorité des impacts présente des phénomènes d'ébullition, non pris en compte dans leur modèle.

L'accord est particulièrement bon pour la surface TiAl, car, comme présenté dans la section 7.1.1, l'évaporation s'y produit à rayon constant, ce qui correspond à l'hypothèse du modèle. En revanche, cette hypothèse n'est pas vérifiée pour les surfaces TiAlN et SL2, induisant des temps d'évaporation expérimentaux différents de ceux prévus par la théorie.

Le temps de vie en nucléation donné par Breitenbach *et al.* [6], via l'équation 5.10, est évalué avec $k_w = 2{,}2$, valeur qui offre le meilleur ajustement avec la courbe de durée de vie mesurée sur la surface TiAlN. Ce paramètre doit en principe être ajusté en fonction de la mouillabilité ; toutefois, pour simplifier la visualisation, seuls les résultats pour TiAlN sont présentés ici. Les autres cas, non représentés, conduisent à des droites quasi parallèles, k_w étant un paramètre de l'ordre de l'unité. Le modèle reproduit correctement la tendance décroissante de la durée de vie avec l'augmentation de la température de paroi, mais présente une pente plus faible que celle observée expérimentalement, notamment pour les deux autres mouillabilités.

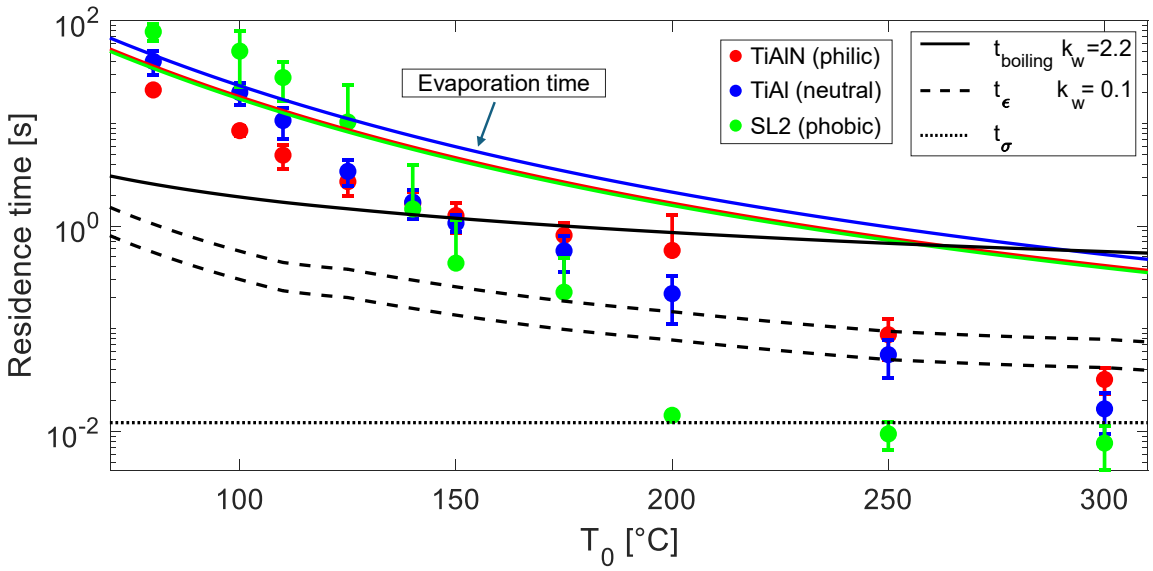


FIGURE 5.23 – Temps de résidence en fonction de la température de substrat pour les trois surfaces étudiées comparé aux temps d'évaporation en trait plein coloré, temps de vie avec nucléation en trait plein noir, de rebond du à la percolation en tirets et de rebond visqueux en pointillé. Ces temps sont estimés par les équations 5.7, 5.10, 5.11 et 5.1 respectivement. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

Le temps de rebond dû à la percolation, donné par l'équation 5.11, est évalué avec $k_w = 0{,}1$ pour les nombres de Reynolds maximum et minimum. Là encore, la tendance générale à la baisse est bien captée, mais la pente est plus marquée dans les données expérimentales. Cette différence provient principalement de la manière dont les temps de résidence sont définis. Comme expliqué précédemment, dans le cadre de cette étude, le temps de résidence inclut la durée de vie des zones humides lors d'un rebond partiel, tandis que Schmidt *et al.* [7] considèrent uniquement le temps de rebond. Cette distinction a une forte incidence pour les impacts sur TiAlN et TiAl, car les rebonds et fractures y sont systématiquement accompagnés d'un reste liquide persistant.

Enfin, le temps de rebond visqueux, donné par l'équation 5.1, fournit de très bons résultats pour les impacts sur SL2, où les gouttes rebondissent ou se fracturent à sec dès 200 °C. Cependant, on observe que le temps de résidence devient inférieur au temps de rebond visqueux pour des températures supérieures ou égales à 250 °C. Cette différence s'explique par le fait qu'à ces températures, l'impact sur la surface SL2 peuvent conduire à une **fracturation sèche**, dont le temps caractéristique est plus court puisqu'aucune phase de recul n'existe.

5.4 Première nucléation

Grâce à la combinaison des images issues de la caméra ombroscopique et de la caméra infrarouge, il est possible d'identifier l'apparition de la nucléation. Celle-ci se manifeste notamment par un pic de densité de flux, suivi d'une chute marquée vers des valeurs très faibles (due à la création d'une bulle de vapeur). Cette approche permet ainsi de déterminer le temps d'apparition de la première nucléation, dans la limite de la résolution temporelle (2000 fps) et spatiale (70 $\mu m \text{pxl}^{-1}$) de la caméra IR. La Figure 5.24 donne ce temps nécessaire pour avoir la première nucléation après l'impact, si elle a lieu. Dans la majorité des cas, la nucléation n'apparaît pas à 100 °C sur l'ensemble des surfaces, elle s'initie à 110 °C pour la surface TiAl et n'apparaît généralement pas avant 140 °C pour la surface hydrophile. Ce temps de première nucléation est faiblement fonction de la mouillabilité (contrairement à la probabilité d'occurrence). La nucléation apparaît légèrement plus tard sur la surface hydrophile jusqu'à $T_0 = 150$ °C. Au-delà de cette température, la nucléation apparaît généralement dès la première image d'impact.

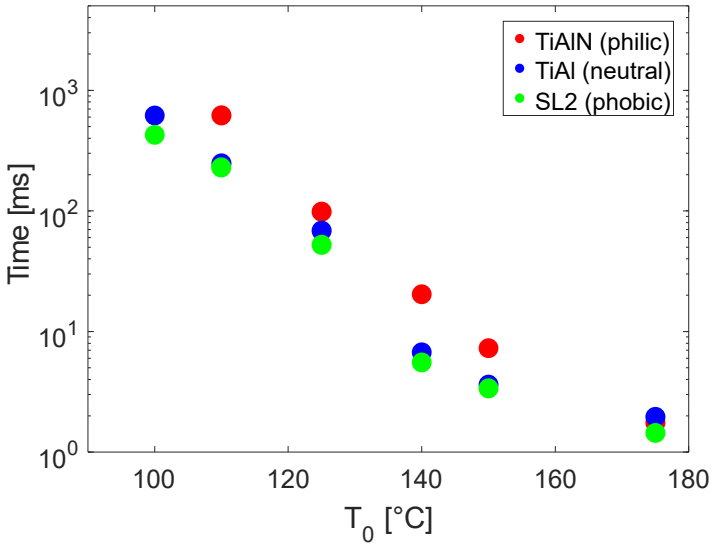


FIGURE 5.24 – Temps moyen minimum pour voir apparaître la première nucléation en fonction de la température de substrat sur les trois parois étudiées. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

Au-delà de 175°C, la surchauffe locale du liquide devient suffisamment élevée pour que la formation de la première bulle se produise quasi instantanément, quelle que soit la surface. Les différences liées à la mouillabilité ou aux sites de nucléation deviennent négligeables comparées à l'énergie thermique disponible.

La décroissance linéaire en échelle log du temps d'apparition de la première bulle avec la température, et le fait que les trois droites soient parallèles est assez remarquable. En régime d'ébullition hétérogène (sites, cavités, défauts), on peut écrire :

$$t_{nuc} = \frac{1}{N_s A J_{site}} \tag{5.12}$$

où N_s la densité de sites potentiellement actifs (sites/m2), A est la surface considérée et J_{site} le taux d'activation par site s^{-1}. Selon la théorie classique de nucléation :

$$t_{nuc} = J_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*_{het}}{k_B T}\right) \tag{5.13}$$

avec $\Delta G^*_{het} = F(\theta)\ G^*_{hom}$ et $\Delta G^*_{hom} \propto \sigma^3/(\Delta p)^2$ avec $\Delta p = p_{sat}(T_s) - p_\infty$. En combinant :

$$t_{nuc} = \frac{1}{N_s A J_0}\ \exp\left(-\frac{\Delta G^*_{het}}{k_B T}\right) \tag{5.14}$$

La dépendance exacte de ΔG^*_{het} à la température de surface de la paroi T_0 est assez compliquée via $\Delta p(T_0)$ (loi de Clausius–Clapeyron) et $\sigma(T_0)$. Sur une plage de température suffisamment limitée, le temps de nucléation suit une loi de type Arrhenius et peut être simplifié :

$$t_{nuc} = t_0\ \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right) \tag{5.15}$$

Sur la Figure 5.24, la représentation du temps d'apparition de la première bulle sous la forme

$$\log_{10}(t_{\text{nuc}}) = A/T + B$$

confirme bien une dépendance de type Arrhenius entre 100 °C et 150 °C. Un écart est observé au-delà de $T_0 = 175$ °C, car le temps d'apparition de la première bulle devient trop faible pour être correctement mesuré.

	A	B	R^2
TiAlN	$7376,7$	$-20,53$	$0,9996$
TiAl	$7381,2$	$-20,89$	$0,9805$
SL2	$7171,1$	$-20,50$	$0,9776$

TABLE 5.3 – Estimation des paramétres de fittage.

La pente A est similaire pour les trois surfaces testées et vaut environ $7,3 \times 10^3\ K \pm 100K$. La mouillabilité influence principalement le facteur pré exponentiel B soit t_0. Il faut noter que ces résultats ne tiennent pas compte de la surface d'étalement de la goutte. Or, l'étalement étant plus important sur la paroi hydrophile, sa surface a été favorisée dans le calcul actuel. Pour être plus précis, il faudrait réévaluer la valeur de t_0 en tenant compte de cette différence. Une telle correction accentuerait encore l'écart entre les trois surfaces pour le facteur pré exponentiel et la densité de sites potentiellement actifs N_s. Selon la théorie classique de la nucléation hétérogène, la barrière énergétique pour former une bulle de vapeur inclut un facteur géométrique $F(\theta)$. Ainsi, une surface hydrophobe devrait tendre à favoriser la nucléation en abaissant l'énergie d'activation nécessaire. Sur la surface à 110°, la première bulle apparaît effectivement beaucoup plus tôt que sur la surface à 10°. Cependant, nos observations indiquent que l'énergie d'activation reste quasi identique pour toutes les surfaces. Toutes les surfaces ont peut être des sites différents en géométrie, mais tous répondent quasiment de la même façon à la surchauffe locale, pour s'accorder avec une énergie d'activation apparente quasi identique.

À noter que sur une surface hydrophile, la bulle peut se détacher rapidement, mais rester trop petite pour être visible immédiatement, ce qui retarde l'observation. À l'inverse, sur une surface hydrophobe, la bulle peut croître plus lentement mais atteindre plus vite la taille détectable, donnant l'impression qu'elle apparaît plus tôt. Par ailleurs, la vitesse

de détachement n'est pas prise en compte dans la théorie qu'on a considéré, mais la bulle peut être visible par son détachement et sa remontée en surface.

5.5 Conclusion

Ce chapitre introductif aux expériences a permis d'établir une classification détaillée des différents régimes observés lors de l'impact d'une goutte sur une surface chaude. Deux grandes familles ont été distinguées : les **régimes d'impact**, dominés par la dynamique d'étalement du liquide, et les **régimes post-impact**, gouvernés par les transferts thermiques et les changements de phase.

Les **régimes d'impact** regroupent divers comportements tels que la **déposition**, le **spraying**, l'**atomisation**, le **prompt splash**, le **rebond** (sec ou humide), le **jet central**, la **fracture** et le régime de **Leidenfrost**. Ces phénomènes apparaissent tant que l'énergie cinétique initiale n'est pas totalement dissipée, bien que leur évolution soit fortement influencée par la température de la paroi et les effets thermiques associés.

Les **régimes post-impact** se manifestent une fois cette énergie dissipée. Leur dynamique est alors principalement dictée par les transferts de chaleur entre le saphir et le liquide, ainsi que par les phénomènes de changement de phase. Ils comprennent notamment l'**évaporation**, la **nucléation faible**, l'**ébullition en moussage**, l'**ébullition pleinement développée**, la **goutte dansante** et le régime **pré-Leidenfrost**.

Des **cartes de régimes** ont été établies afin de représenter de manière synthétique les transitions observées sur les trois types de surfaces étudiées, en fonction du nombre de Weber, de la température initiale de la paroi et du temps. Ces cartes mettent en évidence l'influence conjointe des paramètres hydrodynamiques et thermiques sur la nature du régime obtenu.

L'analyse du **temps de résidence** a ensuite permis de confronter les résultats expérimentaux aux valeurs caractéristiques issues de la littérature. Par ailleurs, l'étude du **temps d'apparition de la première nucléation** a révélé une dépendance logarithmique à la mouillabilité de la surface, en accord avec les prédictions théoriques.

La suite du manuscrit s'organise autour de deux grands axes : un premier chapitre dédié à la **phase d'impact**, dominée par la dynamique des fluides, puis un second chapitre consacré aux **régimes thermiques**, abordant successivement l'**évaporation**, les **régimes d'ébullition**.

Bibliographie

[1] I. V. Roisman, J. Breitenbach et C. Tropea, « Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 842, p. 87-101, 2018, ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : 10.1017/jfm.2018.123

[2] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « From drop impact physics to spray cooling models : a critical review, » en, *Experiments in Fluids*, t. 59, n° 3, p. 55, 2018, Number : 3, ISSN : 0723-4864, 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-018-2514-3

[3] D. Richard, C. Clanet et D. Quéré, « Contact time of a bouncing drop, » en, *Nature*, t. 417, n° 6891, p. 811-811, 2002, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/417811a

[4] H. Hu et R. G. Larson, « Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate, » *The Journal of Physical Chemistry B*, t. 106, n° 6, p. 1334-1344, 2002, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 1520-6106. DOI : 10.1021/jp0118322

[5] N. O. o. D. a. Informatics, *Water*, en, Publisher : National Institute of Standards and Technology.

[6] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « Drop collision with a hot, dry solid substrate : Heat transfer during nucleate boiling, » eng, *Physical review fluids*, t. 2, n° 7, 2017, ISSN : 2469-990X. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.2.074301

[7] J. B. Schmidt, F. Tenzer, C. Tropea, J. Hussong et I. V. Roisman, « Modelling of drop and spray impact in the transitional boiling regime, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 217, p. 124 586, 2023, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124586

Chapitre 6

Étude couplée de la dynamique et des transferts de chaleur lors de l'impact

L'étude de la phase d'impact d'une goutte d'eau sur une surface chaude revêt une importance particulière, car elle conditionne les mécanismes initiaux de transfert de chaleur et de masse. Bien que très brève — de l'ordre de 50 ms — cette phase gouverne les phénomènes d'étalement, de fragmentation, de splashing ou de rebond partiel ou total, qui déterminent à la fois l'efficacité immédiate du refroidissement et la nature des régimes thermiques ultérieurs. L'interaction brutale entre une goutte froide et une paroi portée à haute température engendre un flux de chaleur intense dès les premiers instants du contact, susceptible de déclencher la nucléation et de modifier profondément la dynamique d'étalement. Les transferts thermiques et les phénomènes hydrodynamiques sont ainsi fortement couplés et interagissent de manière bidirectionnelle, rendant la compréhension fine de cette phase d'impact essentielle pour l'analyse et la modélisation du refroidissement par pulvérisation.

Une compréhension fine de cette phase d'impact est donc essentielle pour appréhender les mécanismes régissant le refroidissement par spray, car l'essentiel de l'échange thermique entre les gouttes et la surface intervient au cours de cette période très brève — typiquement de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes pour une goutte d'eau millimétrique dans nos expériences.

Dans ce chapitre, nous revenons d'abord sur le phénomène d'étalement de la goutte en fonction des paramètres clés, notamment le nombre de Weber. Nous analyserons ensuite le comportement thermique associé à l'impact, à travers plusieurs indicateurs représentatifs : la température minimale atteinte au cours du refroidissement, le flux de chaleur maximal, l'énergie totale échangée et l'efficacité globale du refroidissement. L'étude s'appuie sur des surfaces de mouillabilité contrastée, permettant de mieux interpréter les phénomènes mis en jeu. Enfin, bien que la modélisation des effets observés reste encore partielle à ce stade, les premières pistes de développement sont présentées en vue d'une description plus complète du couplage entre dynamique et transfert thermique.

6.1 Facteur d'étalement

L'étalement de la goutte est décrite grâce au facteur d'étalement, qui compare le diamètre instantané de la goutte $d(t)$ à son diamètre initial d_0 :

$$\beta(t) = \frac{d(t)}{d_0} \tag{6.1}$$

Une difficulté réside dans la détermination précise de $d(t)$. Dans cette étude, $d(t)$ est mesuré à partir des images de densité de flux de chaleur, qui offrent une vue parfaite de la goutte par en dessous. Ces images sont préalablement segmentées afin de ne conserver que les zones mouillée, correspondant au contact thermique avec la goutte. À partir de cette surface projetée, un diamètre équivalent est calculé selon la relation :

$$d = 2\sqrt{\frac{S}{\pi}} \tag{6.2}$$

où S désigne l'**aire du contact thermique**.

Il convient toutefois de souligner certaines limitations :

1. L'observation étant réalisée par le dessous avec un dépôt émissif, un éventuel soulèvement du bord de la goutte ne peut pas être détecté. Cela peut entraîner des différences, en particulier à hautes températures dans le régime de transition, lorsque les bords de la goutte se soulèvent pendant l'étalement.
2. En cas de fragmentation, plusieurs gouttes peuvent être présentes simultanément ; dans ce cas, la surface totale est utilisée pour le calcul du diamètre équivalent.
3. La fréquence maximale d'acquisition des images infrarouges est de 2000 Hz. Bien que relativement élevée, cette cadence peut parfois être insuffisante pour reconstruire avec précision la dynamique temporelle de l'étalement, dont la durée caractéristique est de quelques millisecondes. Dans ce cas, il est toujours possible de raffiner les mesures en utilisant les images issues de l'ombroscopie, notamment pour déterminer le **maximum de** β.

6.1.1 Reproductibilité des mesures du facteur d'étalement

Afin d'évaluer la fiabilité des résultats obtenus, plusieurs impacts ont été réalisés pour chaque jeu de paramètres expérimentaux (température de paroi, nombre de Weber et mouillabilité de la surface). Cette démarche vise à vérifier la reproductibilité des expériences. La reproductibilité est ici d'une importance particulière, car l'étude repose en grande partie sur la mouillabilité des surfaces, un paramètre extrêmement sensible à l'état de la paroi. En effet, toute dérive — qu'elle provienne d'une contamination de surface, d'une oxydation, ou d'une modification microscopique de la topographie — pourrait altérer les propriétés de mouillage et donc fausser les comparaisons entre expériences.

La Figure 6.1 donne la superposition des courbes d'étalement de plusieurs gouttes soumises à des conditions identiques pour les trois parois. On y constate une très grande reproductibilité sur la partie étalement et recule. Pour la surface hydrophobe, le second impact liée à la fracture du jet n'arrive pas exactement au même moment pour les trois cas car soumit à un plus fort facteur aléatoire de la facture du jet. De la même façon, la phase de recule en œuf sur le plat pour la surface hydrophile ne s'effectue pas exactement de la même manière mais se conclue par le même étalement final.

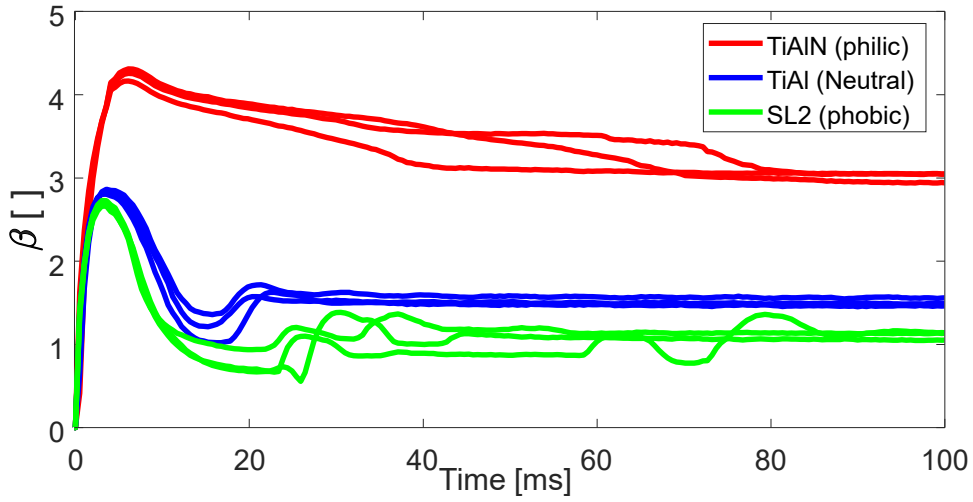


FIGURE 6.1 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps pour trois impacts à paramètres constants pour $T_0 = 100$ °C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 53$.

6.1.2 Étude de l'étalement et de la déposition des gouttes à faible température de surface

En dessous de la température d'apparition des premières bulles, typiquement entre 80 °C et 110 °C, les impacts de gouttes se traduisent par une phase d'étalement suivie du dépôt stable de la goutte sur la paroi, sans signe d'ébullition.

Les Figures 6.2.a et 6.3.a présentent l'évolution du facteur d'étalement β pour les différentes mouillabilités et plusieurs nombres de Weber, respectivement pour des températures de paroi $T_0 = 100$ °C et $T_0 = 110$ °C. Elles se concentrent sur les 10 premières millisecondes, correspondant à la phase d'étalement, tandis que les Figures 6.2.c et 6.3.c couvrent également la phase de recul et de relaxation mécanique, prolongeant le tracé jusqu'à 80 ms.

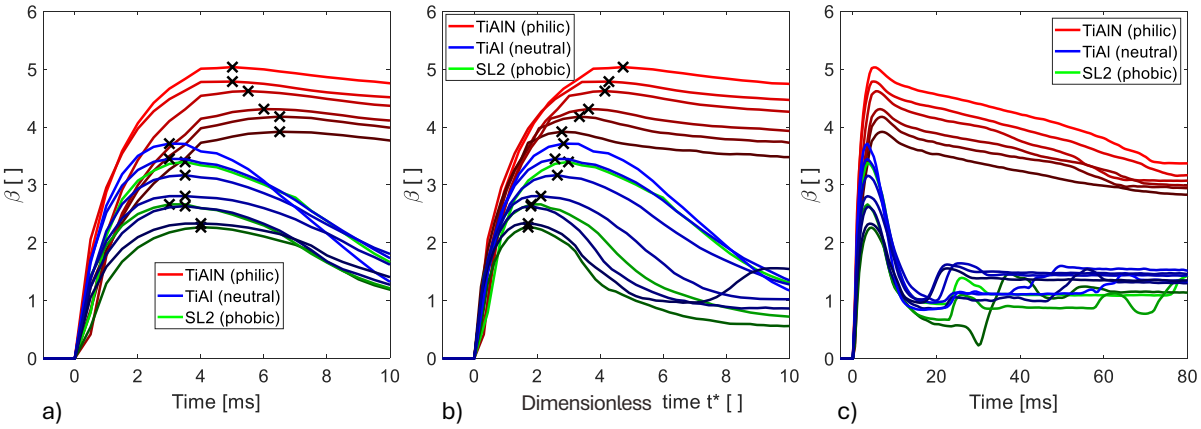


FIGURE 6.2 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps à gauche (a), et du temps adimensionnalisé au centre (b) et avec la phase de retrait à droite (c) pour $T_0 = 100$ °C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 26 - 38 - 53 - 82 - 106 - 130$ par l'intensité de la couleur, plus la saturation est élevée, plus le nombre Weber est élevé. Les croix noires marquent l'étalement maximal.

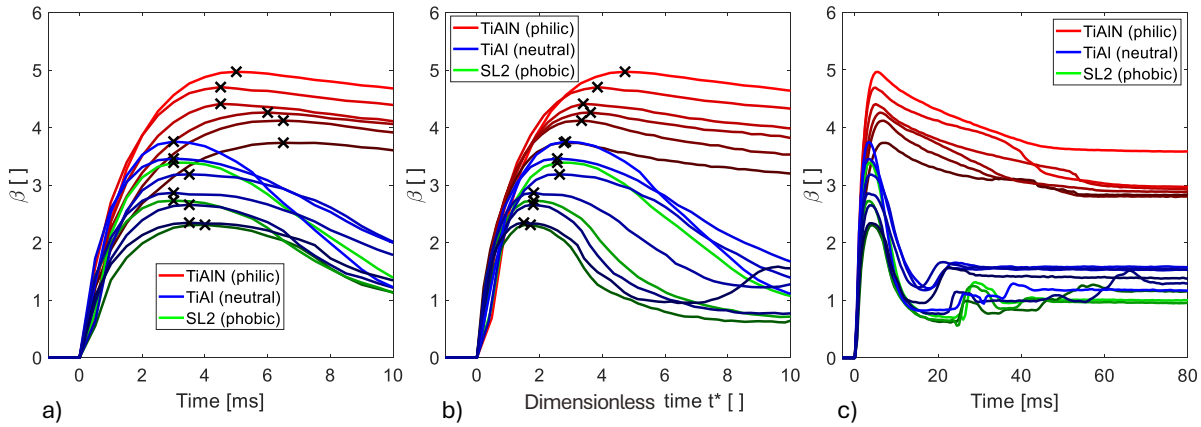


FIGURE 6.3 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps à gauche (a), et du temps adimensionnalisé au centre (b) et avec la phase de retrait à droite (c) pour $T_0 = 110$°C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 26 - 38 - 53 - 82 - 106 - 130$ par l'intensité de la couleur, plus la saturation est élevée, plus le nombre Weber est élevé. Les croix noires marquent l'étalement maximal.

Comme attendu, la surface hydrophile (TiAlN) présente les plus grands facteurs d'étalement, tandis que les surfaces neutre (TiAl) et hydrophobe (SL2) exhibent des étalements similaires, quel que soit le nombre de Weber considéré. La différence principale réside dans la phase de recul après l'étalement maximal, plus marquée sur la surface hydrophobe. Pour les trois mouillabilités, l'augmentation du nombre de Weber conduit à une croissance du facteur d'étalement maximal : $\beta_{\max}$ évolue de $3,7$ à 5 pour la surface hydrophile, et de $2,2$ à $3,7$ pour les surfaces neutre et hydrophobe.

Enfin, les Figures 6.2.a et 6.3.a montrent, avec des croix, que l'instant auquel $\beta_{\max}$ est atteint décroît légèrement lorsque le nombre de Weber augmente. Autrement dit, plus la vitesse d'impact est élevée, plus l'étalement maximal se produit rapidement.

Le facteur d'étalement β peut être tracé en fonction du temps adimensionnel $t^* = t\,v_0/d_0$, qui tient compte de la vitesse initiale v_0 et du diamètre initial d_0 de la goutte avant impact. Sur les Figures 6.2.b et 6.3.b, les étalements sont superposés pendant les premiers instants, correspondant à la phase de déformation cinématique de la goutte, où β est connu pour suivre une évolution en ${t^*}^{0,5}$. L'étalement maximal apparaît entre $t^* = 2$ et $t^* = 4{,}5$.

Pasandideh-Fard *et al.* [1] ont estimé que l'étalement maximal survient généralement à $t^*_{\max} = 8/3 \simeq 2{,}67$ dans leur modèle basé sur la balance entre énergie cinétique et énergie de surface. Pour les surfaces neutre et hydrophobe, cette estimation est assez proche des valeurs observées expérimentalement, tandis que pour la surface hydrophile, elle est plus discutable. En effet, la disposition des croix sur les Figures 6.2.b et 6.3.b suggère une évolution quasi linéaire de $t^*_{\max}$ en fonction de $\beta_{\max}$, de la forme :

$$t^*_{\max} = 0{,}871\,\beta_{\max} + 0{,}645 \tag{6.3}$$

Les Figures 6.2.c et 6.3.c montrent que les trois surfaces présentent des comportements de recul très différents. La surface SL2 (hydrophobe) se distingue par un recul particulièrement marqué : le facteur d'étalement passe en dessous de 1 pendant le recul, indiquant que le diamètre équivalent de la zone mouillée devient inférieur au diamètre initial de la goutte, et ce, quel que soit le nombre de Weber. Comme l'illustre la Figure 6.52, ce retrait important conduit à la formation d'un jet qui se brise, générant une seconde gouttelette projetée verticalement environ 15 ms après l'impact. À la suite de ce retrait, un second étalement apparaît, correspondant à l'écrasement du jet partiellement retombé sans s'être complètement détaché. Enfin, un troisième étalement est observé vers $t = 60$ ms, résultant de l'impact de la gouttelette retombant sur la goutte principale. Dans le cas du revêtement TiAl, des phénomènes similaires se produisent, mais le jet, de hauteur bien plus faible, ne se brise pas, ce qui empêche l'apparition d'un troisième étalement. La phase de stabilisation de la goutte apparaît alors beaucoup plus tôt, autour de 25 ms.

Modélisation de l'étalement

Pasandideh-Fard *et al.* ont développé un modèle d'étalement basé sur la balance d'énergie cinétique et d'énergie de surface prenant en compte la mouillabilité par le biais de l'angle de contact [1] :

$$\beta_{max} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1 - \cos\theta_a) + 4(\frac{We}{\sqrt{Re}})}} \tag{6.4}$$

L'angle de contact d'avancer à été estimé grâce aux images ombroscopiques, pour la surface hydrophile (TiAlN), $\theta_a = 20°$, pour la surface neutre (TiAl), $\theta_a = 100°$ et enfin $\theta_a = 130°$ pour la surface hydrophobe.

La Figure 6.4 montre le facteur d'étalement évalué à $t^* = 2,67$ en fonction du nombre de Weber pour les différents surfaces. Est associé à cette Figure, le modèle théorique de l'équation 6.4. Le facteur d'étalement est bien plus important sur la surface hydrophile mais croit plus rapidement pour la surface neutre. Le modèle présenté par Pasandideh-Fard *et al.* [1] suit bien la tendance avec une croissance plus importante de l'étalement maximal pour les surfaces neutres et hydrophobe que pour la surface hydrophile. Les différences observés entre le β_{max} sur les Figures 6.4 et 6.2 s'expliquent par le fait que

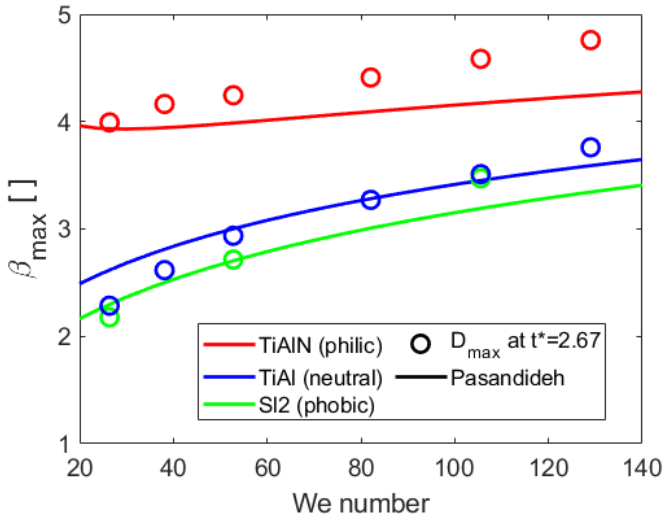


FIGURE 6.4 – Facteur d'étalement maximal (β_{max}) en fonction du nombre de We pour les 3 surfaces de mouillabilité différentes avec comparaison du modèle de Pasandideh-Fard *et al.* [1] à 100 °C.

l'étalement maximal expérimental n'est pas toujours observé à $t^* = 2,67$ contrairement à ce que le modèle suppose.

Instabilité thermo-capillaire

Principalement dans le cas des étalements sur la surface de TiAlN, hydrophile, il a été observé que la lamelle liquide se déstabilise, probablement en raison d'effets thermocapillaires. L'étalement maximal y est significativement plus important que pour les autres surfaces, ce qui conduit à une lamelle beaucoup plus mince, notamment au centre de la goutte, et donc plus sensible aux instabilités de surface.

Plusieurs images ci-dessous illustrant ce phénomène (Figure 6.5), qui semble correspondre à une instabilité thermocapillaire se développant à la surface de la lamelle. Dans le cas de $We = 95$, on peut suivre le déroulement temporel de la formation de ces structures sur la Figure 6.50 en annexe de ce Chapitre, où elles apparaissent nettement à $t = 9,5$ ms pour le cas $We = 53$. Ces motifs caractéristiques suggèrent une dynamique couplée entre la tension de surface, les gradients de température et l'épaisseur locale du film liquide.

Sur les images de densité de flux, ces instabilité apparaissent sous la forme de cercles de faible densité de flux. Ces formes pourraient se confondre avec l'ébullition (Voir Figure 6.6) cependant, dans le cas d'ébullition, la densité de flux dans les bulles est bien plus faible que dans le cas des instabilités et elles sont entouré d'une densité de flux plus importante, lié à la ligne triple. Pour finir, aucune bulle n'est visible sur les images ombroscopique de la Figure 6.5.

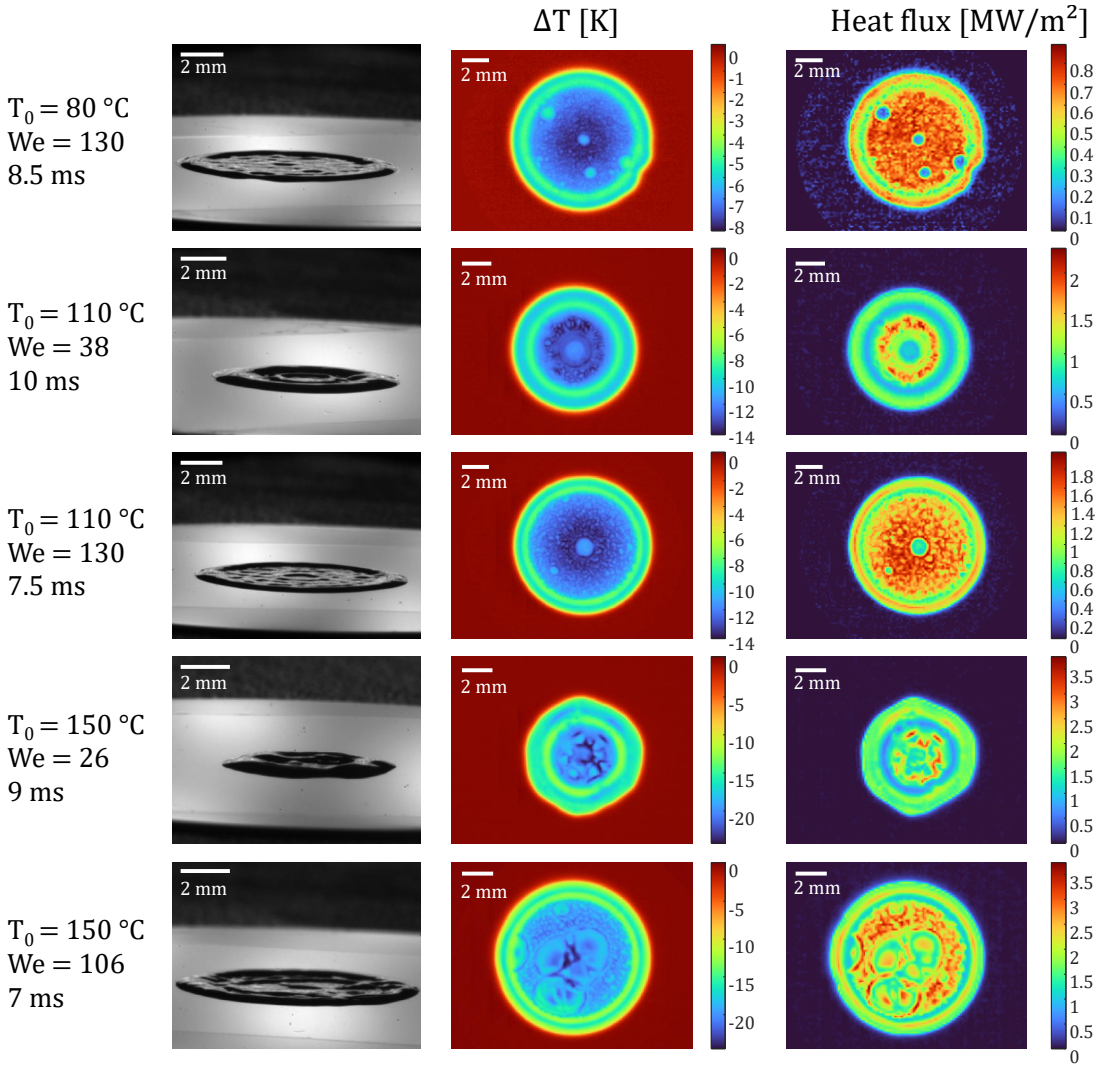


FIGURE 6.5 – Exemple de cas d'instabilité thermo-capillaire visible durant la phase d'impact sur la surface de TiAlN pour différentes températures et nombres de Weber

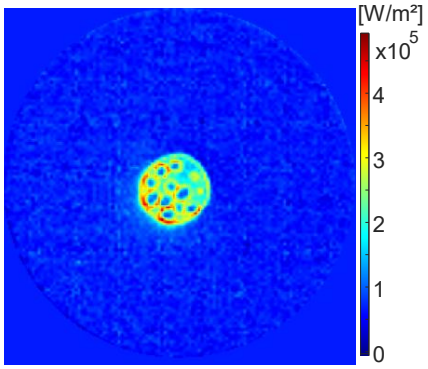


FIGURE 6.6 – Exemple de cas d'ébullition sur TiAl pour une température $T_0 = 125$ °C, facilement différentiable des cas d'instabilité présenté sur la figure 6.5.

L'ordre de grandeur de l'épaisseur de cette lamelle peut être calculée en supposant le

volume comme constant et que la goutte est cylindrique :

$$V = \frac{\pi}{6} d_0^3 = h \frac{\pi}{4} d_{max}^2$$
$$==> \quad h = \frac{2}{3} \frac{d_0}{\beta_{max}^2}$$

Cette formule conduit à une épaisseur de l'ordre de 60 μm. Cette valeur est probablement surestimée, car ne prend pas en compte le volume du bourrelet périphérique qui est beaucoup plus épais. Une autre estimation possible consiste à considérer que l'épaisseur de la lamelle est bornée par l'épaisseur de la couche limite visqueuse, donnée par $h_{nu} =\approx \sqrt{\nu\, t}$. Aux alentours de 5 ms, cela aboutit à environ 70 μm ce qui est très proche de la valeur précédemment estimée.

Il est alors possible de faire une estimation rapide de l'ordre de grandeur du nombre de Marangoni et du cisaillement thermocapillaire dans la lamelle pour une épaisseur $h =$ 60 μm soumis à un gradient thermique à travers l'épaisseur de $\Delta T = T_0 - T_{ini} = 80$ °C, où T_0 et T_{ini} sont les températures de la paroi et de la goutte avant l'impact (Figure 6.7.

$$\mathrm{Ma} = \frac{\partial\sigma/\partial T\, \Delta T\, L}{\mu\, \alpha} \tag{6.5}$$

où :

- $\partial\sigma/\partial T \simeq -0,16$ mN m^{-1} K^{-1} est la variation de la tension superficielle de l'eau avec la température,
- L est la longueur caractéristique de l'écoulement, ici de l'ordre du diamètre de la goutte, typiquement $L \sim \beta d_0$,
- $\mu = 10^{-3}$ Pa s est la viscosité dynamique de l'eau,
- $\alpha = 1\,4 \cdot 10^{-7}$ m^2/s est la diffusivité thermique.

Pour une valeur de β proche de 4, en utilisant ces valeurs, on obtient :

$$\mathrm{Ma} \sim \frac{0,16 \times 10^{-3} \times 80 \times 4 \times 2,2 \cdot 10^{-3}}{10^{-3} \times 1,4 \cdot 10^{-7}} \sim 8,0 \cdot 10^5$$

Ce nombre de Marangoni très élevé suggère que des flux de surface importants sont induits par le gradient thermique à travers la lamelle, favorisant la convection thermocapillaire. La contrainte de cisaillement maximale à la paroi peut être estimée de la façon suivante :

$$\tau \sim \mu \frac{U}{h} \tag{6.6}$$

où U est la vitesse typique induite par l'effet Marangoni. En prenant $U \sim \frac{\partial\sigma/\partial T\, \Delta T}{\mu} \sim \frac{0,16 \cdot 10^{-3} \cdot 80}{10^{-3}} \sim 12,8$ m/s, on obtient :

$$\tau \sim 10^{-3} \frac{12,8}{60 \cdot 10^{-6}} \sim 213 \text{ Pa}$$

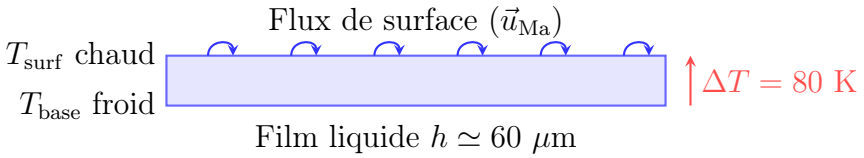


FIGURE 6.7 – Schéma d'un film liquide soumis à un gradient thermique vertical $\Delta T = 80$ K. Le gradient de tension superficielle génère des flux de surface (effet Marangoni) responsables de la formation de structures convectives et d'instabilités.

Cette estimation, bien qu'approximative, montre que la lamelle liquide très fine est soumise à des contraintes de cisaillement significatives, susceptibles de générer des instabilités de surface observées expérimentalement sous la forme de replis ou de cellules convectives à la surface de la goutte.

Des ordres de grandeur similaires sont attendus pour les autres surfaces, mais environ quatre fois plus faibles, en cohérence avec les différences d'étalement (β) observées sur les Figures 6.2 et 6.3. Dans ces cas, la lamelle plus épaisse et la contrainte thermocapillaire plus faible réduisent le taux de croissance des instabilités, ce qui explique probablement la difficulté à les discerner expérimentalement. De plus, le recul rapide du bourrelet contribue à réépaissir localement la lamelle, atténuant encore la manifestation du phénomène pour les surfaces de TiAl et SL2.

L'augmentation du nombre de Marangoni (Ma) et de la contrainte de cisaillement avec le nombre de Weber et la température de paroi génère plus d'instabilité comme visible sur la Figure 6.5. En effet, une augmentation du nombre de Weber We tend à réduire l'épaisseur h tout en augmentant la longueur caractéristique L, même s'il y a une limite donnée par l'épaisseur de la couche limite visqueuse $h_{nu} =\approx \sqrt{\nu\, t}$. Une élévation de la température de paroi accroît le gradient thermique ΔT. Ces deux effets favorisent la croissance des instabilités thermocapillaires, en accord avec l'observation expérimentale d'un nombre de cellules croissant avec We et T_0. Une analyse plus détaillée, notamment à partir de ces cartes de flux thermique issues de la thermographie infrarouge, permettrait de quantifier le nombre de cellules convectives et d'évaluer la variation de leur longueur d'onde avec les paramètres d'impact.

Enfin, il est notable que ces instabilités persistent jusqu'à des températures relativement élevées. Elles semblent demeurer jusqu'à environ 150 °C, car la nucléation sur la surface de TiAlN s'amorce préférentiellement à la périphérie de la goutte, près du bourrelet, et non au centre de la lamelle, où de nombreuses cellules thermocapillaires restent visibles (Figure 6.8). Au-delà de cette température, le temps caractéristique de nucléation devient très inférieur au temps associé à l'étalement maximal, entraînant une nucléation quasi-instantanée sur l'ensemble de la surface en contact avec le substrat. Cette transition modifie profondément la dynamique interne de la lamelle et empêche alors l'observation des structures thermocapillaires.

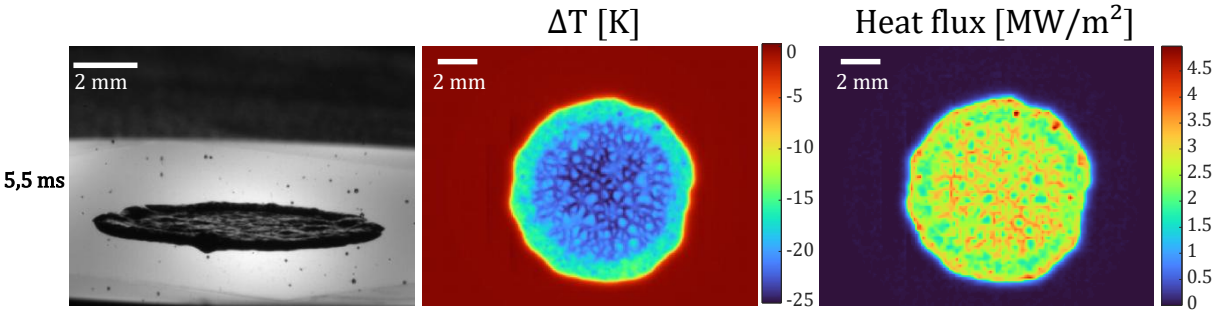


FIGURE 6.8 – Cas d'instabilité thermo-capillaire visible durant la phase d'impact sur la surface de TiAlN à $T_0 = 150$ °C à un nombre de Weber de 82.

Phase de recul sur le TiAlN (hydrophile) et phénomène d'œuf sur le plat

Dans le cas de la surface hydrophile en TiAlN, la phase de recul s'effectue, pour des températures de substrat modérées, en l'absence de nucléation significative, sur un film liquide extrêmement mince. La surface demeure recouverte de ce film tandis que la majeure partie du volume liquide continue de se déplacer et se rassemble vers le centre. On observe alors la formation d'une goutte bombée reposant sur ce film, évoquant la morphologie d'un « œuf sur le plat ». Un exemple de ce phénomène est visible sur la Figure 6.50 de 12 ms à 50 ms. Sur les images d'ombroscopie prises de côté, la présence du film se manifeste uniquement par un reflet, signe d'une très faible épaisseur. En revanche, vue du dessous à l'aide de la thermographie infrarouge, la lamelle liquide apparaît très nettement, mise en évidence par un contraste thermique marqué. Cette région est légèrement plus froide en raison de l'évaporation intense qui s'y produit.

Cette structure en « œuf sur le plat » a été observée pour toutes les températures inférieures à 125 °C, quel que soit le nombre de Weber. Elle est probablement due au caractère fortement hydrophile du TiAlN, qui exerce une force d'adhésion capable de retenir le fluide sur une très faible épaisseur, alors même que le mouvement de recul du liquide, cherchant à minimiser la surface libre, s'y opposent. La compétition entre la force d'adhésion et la tension de surface conduit à une séparation du liquide en deux régions distinctes : un film liquide micrométrique et une goutte principale plus épaisse. La force d'adhésion est souvent décrite comme une force capillaire locale, exercée le long du contour du film :

$$F_{adh} = \sigma(1 + cos\theta) \tag{6.7}$$

où σ est la tension de surface liquide–vapeur et θ l'angle de contact à l'équilibre. Sur une surface aussi hydrophile que le TiAlN, θ est petit et donc $\cos\theta$ est proche de 1. Cela signifie qu'il faut fournir un effort important pour séparer le liquide du solide, d'où une adhésion forte (Figure 6.9). Dans le film mince, les pressions capillaires freine aussi au mouvement de recul du liquide. Le recul du liquide tend à créer une épaisseur de film légèrement plus faible au centre et plus épaisse vers le bord du film liquide. Ces gradients d'épaisseur induisent une différence de pressions capillaires :

$$\Delta P_c \simeq \sigma \nabla^2 h \tag{6.8}$$

Le laplacien de l'épaisseur est ici une approximation pour la courbure du film. Le gradient de pression capillaire le long du film engendre une force latérale qui tend à redistribuer le liquide des zones épaisses vers les zones minces, cherchant à aplanir l'interface. Cette force

agit donc en opposition au mouvement de recul global du film, contribuant à stabiliser un film liquide mince lors de la phase de recul sur le TiAlN.

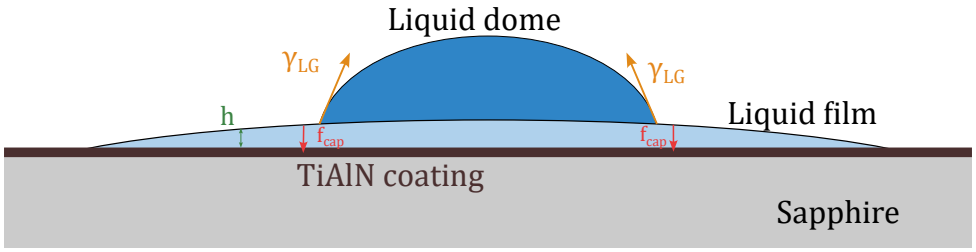


FIGURE 6.9 – Schéma conceptuel du recul sur surface hydrophile : la goutte bombée se recentre sur un film liquide mince. Les forces capillaires latérales $\vec{f}_{cap}$ tendent à aplanir l'interface tandis que la tension de surface γ_{LG} agit au bord de la lamelle. La compétition entre ces effets stabilise temporairement le film mince, donnant la morphologie dite « œuf sur le plat ».

Finalement, le film liquide mince est soumis à une forte évaporation, ce qui lui confère une durée de vie relativement courte, décroissante avec la température du substrat. À 80 °C, il reste visible pendant 150 à 200 ms, à 100 °C environ 60 ms, et à 110 °C environ 50 ms, comme on peut le constater sur la Figure 6.3. Un estimation de l'épaisseur du film est faite dans la section 6.5.

6.1.3 Comportement dynamique à plus haute température

Avec l'augmentation de la température du substrat, la surchauffe du liquide et l'apparition de phénomènes d'ébullition peuvent modifier de manière significative la dynamique de la goutte pendant les phases d'étalement et de recul.

Les impacts sur la surface de TiAl pour des températures allant jusqu'à 150 °C sont illustrés sur la Figure 6.10. Cette figure, qui présente des photographies d'impacts à $T_0 = 100 - 125 - 140 - 150$ °C montre que le début de la phase d'étalement ($t < 1,5$ ms) demeure globalement similaire sur cette plage de températures. La Figure 6.12 montre d'ailleurs que l'étalement maximal $\beta_{\max}$ reste pratiquement inchangé par rapport aux températures plus faibles (voir Figures 6.2 et 6.3).

Une différence notable, mise en évidence par un liseré bleu sur la Figure 6.10, concerne le bourrelet entourant la goutte, qui se déstabilise de plus en plus tôt à mesure que la température du substrat augmente. Cette déstabilisation prend la forme d'ondulations azimutales caractéristiques d'une instabilité de type Rayleigh–Plateau. La surchauffe du liquide tend à diminuer sa viscosité et sa tension de surface, ce qui favorise le développement de l'instabilité. D'autre part, les contraintes de cisaillement internes induites par les effets thermo-capillaires peuvent également contribuer à l'amplification de ces ondulations, en exerçant des tractions locales sur la lamelle et du bourrelet qui pourraient faciliter la croissance de la perturbation.

La phase de recul est elle aussi largement affectée par la température de paroi. L'apparition des premières bulles de vapeur engendre des perturbations de plus en plus marquées à mesure que la température du substrat augmente. Sur la Figure 6.10, la phase de recul est progressivement écourtée avec l'augmentation de la température de paroi. À $T_0 = 125$ °C, elle s'interrompt après environ 12 ms, coïncidant avec l'apparition d'une première bulle

visible à gauche sur la photographie. À $T_0 = 140$ °C, des bulles et des projections se forment dès 5 ms, stoppant très rapidement le mouvement de recul. Enfin, à $T_0 = 150$ °C, les premières projections apparaissent dès 1,8 ms, et le bourrelet de la goutte se soulève, comme le révèle l'imagerie ombroscopique. Là encore, l'ébullition limite la diminution du facteur d'étalement pendant la phase de recul.

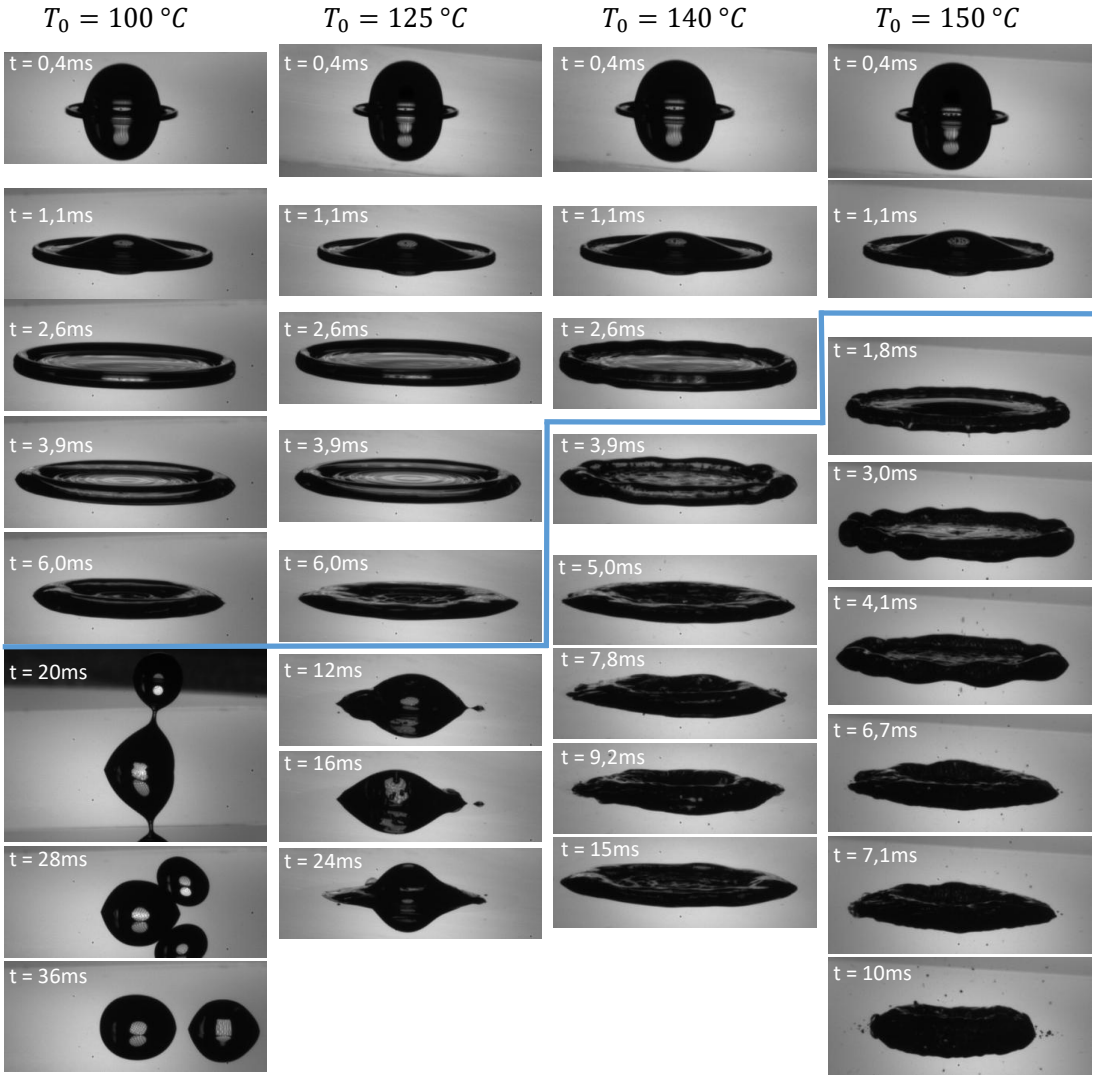


FIGURE 6.10 – Photographies d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre impactant un substrat de saphir avec un dépôt peu hydrophile ($CA = 70°$) à différentes températures avec un nombre de Weber de 106. Le liserai bleu indique le moment où les gouttes se différencient.

Pour la surface de TiAlN, plus hydrophile, le comportement diffère sensiblement. L'étalement maximal reste comparable à celui observé à plus basse température, mais l'étalement final, après la phase de recul, devient plus faible, bien qu'il demeure légèrement supérieur à celui des surfaces plus hydrophobes. Il est réduit d'environ 20 % par rapport à la valeur mesurée à $T_0 = 100$ °C et $T_0 = 110$ °C. Cette diminution s'explique par le perçage de la lamelle liquide due à de trop forte instabilité thermo-capillaire comme présenté sur la Figure 6.11. La lamelle liquide se disloque laissant une partie de la surface sèche, diminuant ainsi la surface mouillé.

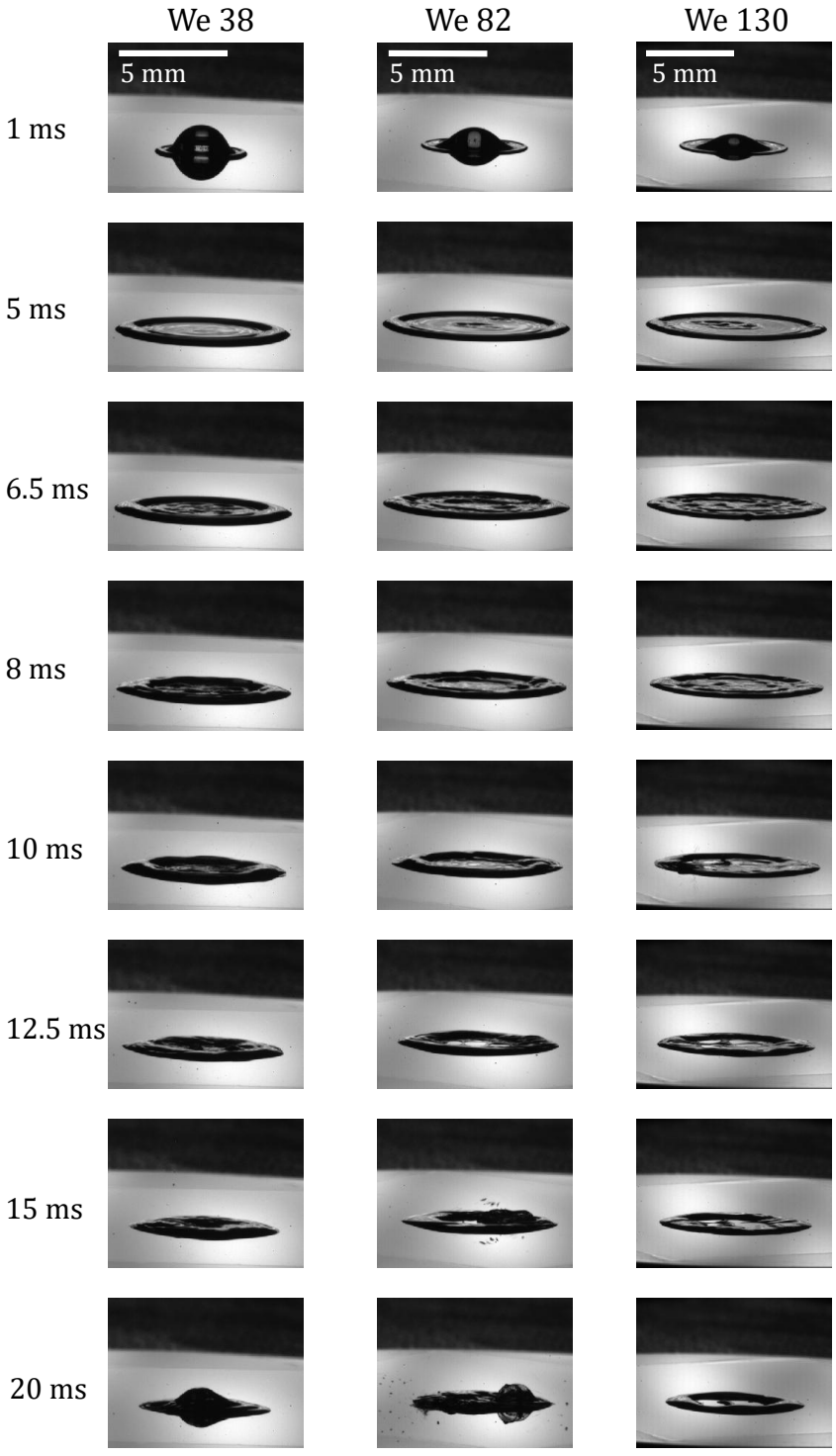


FIGURE 6.11 – Photographies d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre impactant le dépôt hydrophile ($CA = 10°$) à différents nombre de Weber pour une température de substrat de $T_0 = 150$ °C.

Pour la surface hydrophobe (SL2), la nucléation précoce favorise au contraire le recul, conduisant fréquemment à un rebond complet de la goutte. Ce comportement se traduit par un facteur d'étalement qui retombe à $\beta = 0$ lorsque la goutte décolle, comme le montre la Figure 6.12. Lors du second impact, l'énergie cinétique résiduelle étant fortement réduite, l'étalement maximal ainsi que le recul deviennent beaucoup moins marqués,

favorisant ainsi la déposition de la goutte sur la surface, rapidement suivie de l'ébullition.

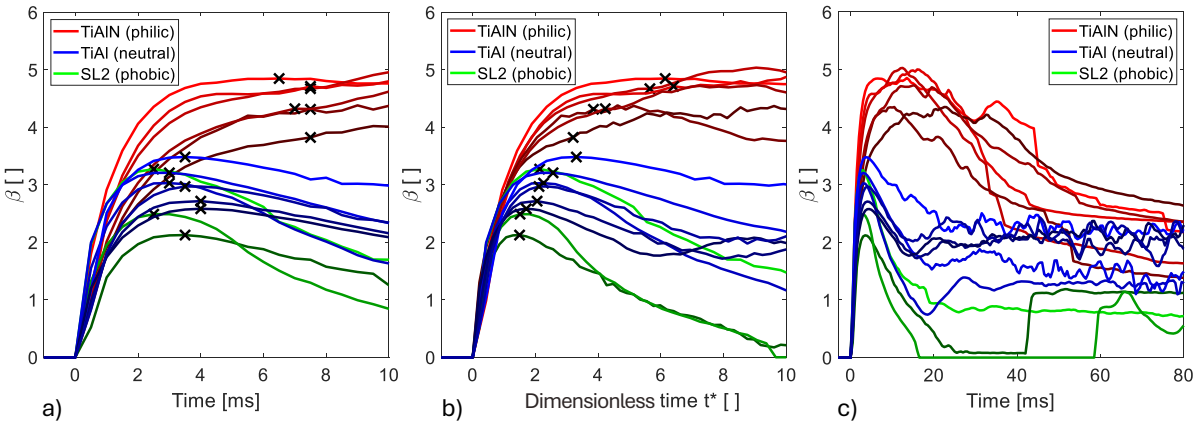


FIGURE 6.12 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps à gauche (a), et du temps adimensionnalisé au centre (b) et avec la phase de retrait à droite (c) pour $T_0 = 150$°C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 26 - 38 - 53 - 82 - 106 - 130$ par l'intensité de la couleur, plus la saturation est élevée, plus le nombre Weber est élevé. Les croix noires marquent l'étalement maximal.

6.1.4 Comportement dynamique à très haute température

Lorsque la température de paroi continue d'augmenter, la nucléation apparaît immédiatement à l'impact. Cette nucléation précoce mais intense engendre un régime de **spray** sur les surfaces de TiAlN et TiAl à $T_0 = 200$ °C, projetant de nombreuses fines gouttelettes secondaires (visible sur les Figures 6.53 et 6.54). La nucléation intense ralentie l'étalement et fini par l'arrêter prématurément, réduisant l'étalement maximal. Plus la température de substrat augmente, plus la nucléation intense arrêter prématurément l'étalement.

Pour des substrats à $T_0 = 250$ °C, le régime de **spray** est moins intense car le bourrelet se lève. Ce phénomène s'observe pour la surface de TiAlN et TiAl et est plus marqué pour les hauts nombre de Weber. Pour les faibles nombres de Weber ($We = 26$ et 38), le bourrelet se déstabilise mais pas suffisamment pour mener à sa fracturation. La goutte entre alors en **rebond humide**. Pour des nombre de Weber élevés, le bourrelet se fragmente, générant de plus petites gouttes. Ces gouttes, libérées avec une vitesse normale quasi nulle, se comportent alors de manière analogue à celles observées dans le régime de Leidenfrost. Elles n'entrent que très faiblement en contact avec la surface chaude, ce qui limite considérablement les échanges thermiques. Ainsi, comme le montrent les Figures 6.13 et 6.14, le temps de séjour de la goutte sur le substrat se réduit fortement à mesure que la température augmente.

Sur la surface de SL2, la goutte est en régime de **rebond** sec, avec un facteur d'étalement tombant à 0 après l'impact. Il est a noter que le régime d'**atomisation** apparaît à $T_0 = 200$ °C pour le plus haut nombre de Weber (106) et à $We = 53$ à partir de $T_0 = 250$ °C dont l'intensité se renforce avec l'accroissement du nombre de Weber.

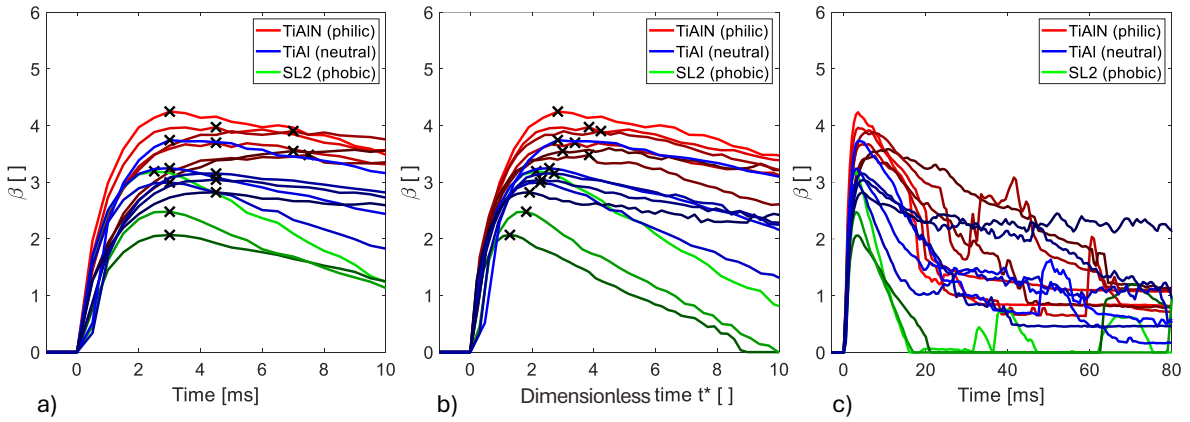


FIGURE 6.13 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps à gauche (a), et du temps adimensionnalisé au centre (b) et avec la phase de retrait à droite (c) pour $T_0 = 200$ °C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 26 - 38 - 53 - 82 - 106 - 130$ par l'intensité de la couleur, plus la saturation est élevée, plus le nombre Weber est élevé. Les croix noires marquent l'étalement maximal.

À $T_0 = 300$ °C, l'étalement maximal varie très peu, $2 < \beta_{max} < 3$ et ne varie qu'avec le nombre de Weber, la mouillabilité ne semble plus avoir d'effet sur l'étalement maximal (Figure 6.14). À cette température, la majorité des impacts mène à un facteur d'étalement tombant à 0 après 20 ms, signature de **rebond** sec ou humide. Quel que soit le nombre de Weber, la nucléation instance soulève systématiquement le bourrelet, réduisant le régime de **spray** ou le faisant complètement disparaître mais mène systématiquement à un **rebond** sec ou humide. Sur la surface de SL2, le régime d'**atomisation** apparaît pour l'ensemble des nombre de Weber à $T_0 = 300$ °C avec une intensité amplifiée pour les nombres de Weber plus élevés.

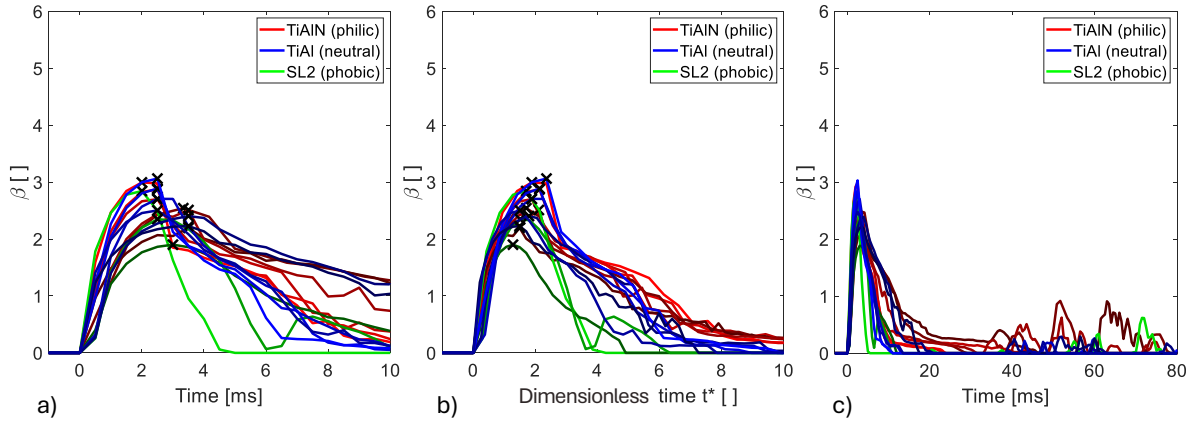


FIGURE 6.14 – Évolution du facteur d'étalement à l'impact en fonction du temps à gauche (a), et du temps adimensionnalisé au centre (b) et avec la phase de retrait à droite (c), pour $T_0 = 300$°C. Les 3 mouillabilités sont représentées par les couleurs et les nombre de Weber, $We = 26 - 38 - 53 - 82 - 106 - 130$ par l'intensité de la couleur, plus la saturation est élevée, plus le nombre Weber est élevé. Les croix noires marquent l'étalement maximal.

6.2 Étude du refroidissement de la surface

Dans le cadre de l'étude de la phase d'impact, il est possible, grâce à la caméra infrarouge, d'analyser la température de contact à l'interface entre le liquide et le substrat. Lorsqu'un liquide entre en contact avec une surface solide portée à une température plus élevée, la température interfaciale n'est pas immédiatement égale à celle du substrat. Une température, dite *température de contact* apparaît transitoirement. Cette *température de contact* T_c dépend des propriétés thermiques des deux matériaux. L'effusivité thermique e est définie par :

$$e = \sqrt{k\rho C_p} \tag{6.9}$$

où k est la conductivité thermique, ρ la masse volumique et C_p la capacité thermique massique. Elle dépend du rapport des effusivités thermiques du liquide (e_l) et du solide (e_s), selon la relation connue :

$$T_c = \frac{e_l T_l + e_s T_0}{e_l + e_s}, \tag{6.10}$$

où T_0 et T_l sont respectivement les températures initiales du substrat et du liquide avant le contact.

Cependant, dans la pratique, la combinaison de plusieurs effets hydrodynamiques et thermiques fait que cette température de contact "théorique" n'est pas toujours observée. La température minimale mesurée dans les premières millisecondes suivant l'impact est en réalité plus complexe à interpréter. Elle apparaît typiquement entre 10 et 15 ms et résulte de la superposition de plusieurs phénomènes : la convection interne dans la goutte, la formation d'une couche limite thermique à l'interface liquide/solide, le début éventuel de la nucléation de vapeur. L'analyse de cette température minimale permet donc d'appréhender la dynamique du transfert de chaleur au cours des toutes premières étapes de l'impact. Toutefois, pour en tirer une compréhension plus complète, cette analyse sera par la suite corrélée à la mesure du flux de chaleur local, accessible par thermographie infrarouge.

Les graphiques de la Figure 6.15 montre l'évolution temporelle de la température minimal lors d'un impact sur un substrat à $T_0 = 100$ °C et $T_0 = 150$ °C. Pour les trois surfaces, la température minimale apparaît durant la phase d'impact à $T_0 = 100$ °C. Pour la température de $T_0 = 150$ °C, la température minimal n'est pas forcement atteinte lors de la phase d'impact mais peut se produire à posteriori, à cause de l'ébullition. Ainsi, pour étudier la température lors de l'impact, dans la suite de cette étude, seule la température suivant les 15 premières millisecondes seront abordée. La phase d'ébullition sera traitée dans le chapitre 7.2.

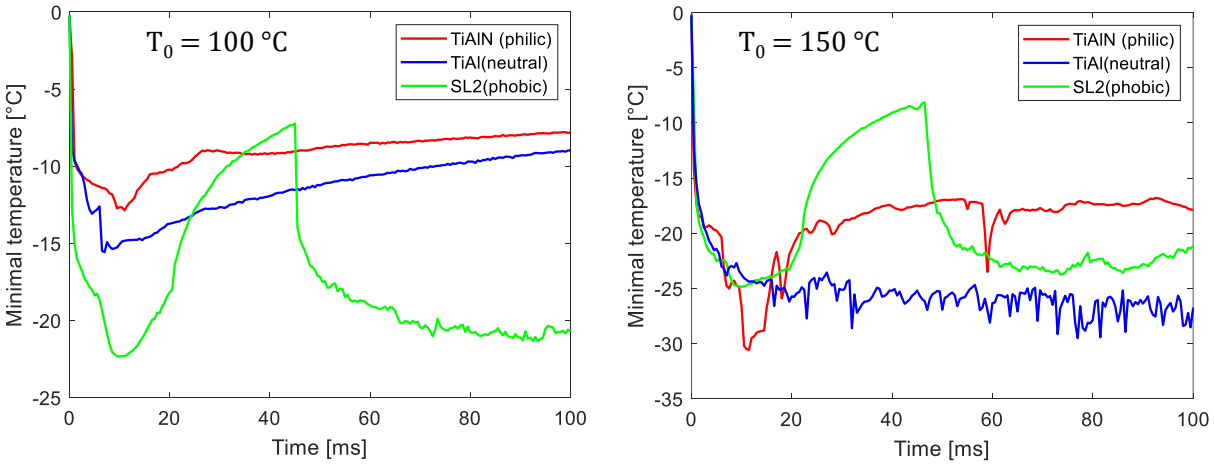


FIGURE 6.15 – Évolution de la température réduite minimal lors d'un impact d'une goutte d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur une surface à température à $T_0 = 100$ °C à gauche et $T_0 = 150$ °C à droite, avec trois mouillabilité différentes et à nombre de Weber égale 53. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

6.2.1 Effet de la mouillabilité et du nombre de Weber sur la température minimale

Température minimale

La température minimale mesurée a été relevée pour l'ensemble des cas expérimentaux et compilée dans la représentation tridimensionnelle de la Figure 6.16. Les résultats présentés correspondent à une moyenne réalisée sur plusieurs essais répétés dans des conditions expérimentales identiques, chaque point représentant la moyenne d'au moins trois impacts.

Il apparaît que plus la température du substrat T_0 augmente, plus le refroidissement est marqué. À première vue, la mouillabilité du substrat et le nombre de Weber ne semblent pas exercer d'influence majeure sur la valeur minimale de la température atteinte. Il est toutefois important de noter que la température minimale $T_{\min}$, contrairement à la température de contact théorique donnée par l'équation 6.10, ne varie pas linéairement avec T_0. Cela indique que des effets supplémentaires interviennent dans la dynamique thermique à l'impact.

Bien que l'effet du nombre de Weber et de la mouillabilité reste de second ordre par rapport à l'influence prédominante de la température du substrat, des effets de ces paramètres pourraient exister, mais ils sont masqués par l'échelle de la Figure 6.16. Afin de tenter de mettre en évidence un éventuel rôle de ces paramètres, chaque valeur mesurée à été soustraite la température minimale moyenne correspondante pour la température de paroi considérée, telle qu'indiquée sur la Figure 6.16. Les graphiques obtenus, présentés sur la Figure 6.17, mettent ainsi en évidence l'effet relatif du nombre de Weber et de la mouillabilité sur la température minimale.

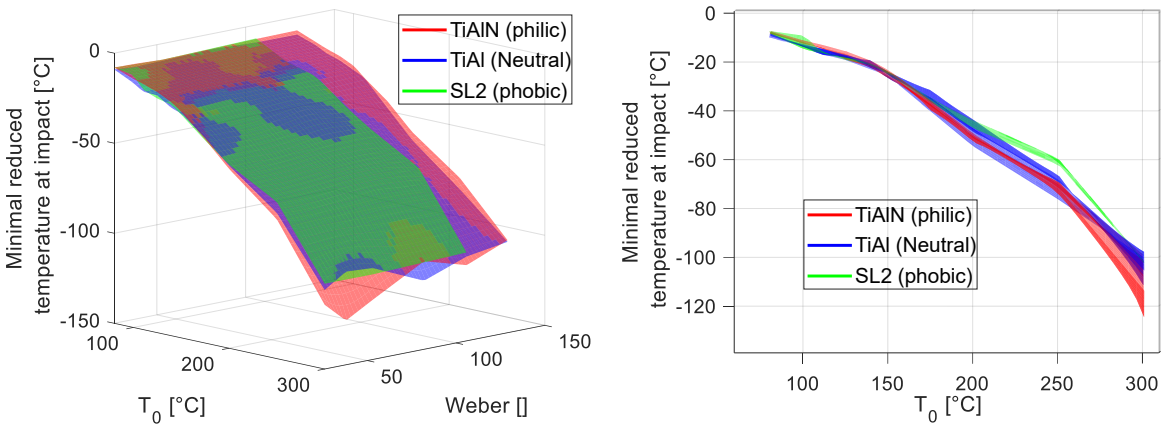


FIGURE 6.16 – Représentation tridimensionnelle de la température réduite minimal obtenue dans les 15 première milliseconde suivant l'impact d'une goutte de $2,2\ mm$ sur une paroi de mouillabilité différente pour des températures initiales de 80 à 300 °C à différent nombre de Weber. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

Le nombre de Weber n'a pas d'effet significatif sur la température minimale jusqu'à environ $T_0 = 150$ °C. Au-delà de cette température, on observe une augmentation de la dispersion des points, mais la tendance générale demeure peu claire, sauf éventuellement pour $T_0 = 300$ °C, où les points semblent s'organiser de manière inverse à We. En comparant les images des Figures 6.56 et 6.57, qui illustrent le refroidissement d'une goutte sur une surface à $T_0 = 300$ °C pour des nombres de Weber de $We = 26$ et 130, on constate que la goutte mouille largement la surface pour $We = 26$, ce qui favorise le refroidissement. En revanche, pour $We = 130$, les bords de la goutte se soulèvent réduisant l'efficacité du transfert thermique.

La mouillabilité, quant à elle, joue un rôle plus marqué. Pour des températures de substrat inférieures à 125 °C, la surface hydrophile (TiAlN) présente une température minimale légèrement supérieure à celles des surfaces neutre (TiAl) et hydrophobe (SL2). Ce comportement peut s'interpréter en analysant les Figures 6.50, 6.51 et 6.52. Sur ces cartes de température, on constate que la température minimale est atteinte pendant la phase de recul pour les trois types de paroi, mais cet effet est bien plus marqué pour les surfaces TiAl et SL2. Ainsi, la phase de recul renforce le refroidissement obtenue pendant la phase d'étalement via une nouvelle convection interne. Or, l'amplitude du recul est plus grande sur les surfaces TiAl et SL2, ce qui explique pourquoi les températures minimales y sont inférieures par rapport à la surface hydrophile TiAlN. Pendant la phase d'étalement, les zones les plus froides se situent sous le bourrelet pour la surface de TiAl, puis se déplacent vers le centre, là où un jet liquide remonte pendant la phase de recul. En revanche, pour la surface hydrophile TiAlN, le très faible recul s'effectue sans formation de jet, et la distribution thermique est plus recentrée dès le début de l'impact, bien que modifiée par les effets Marangoni au sein de la lamelle.

De $T_0 = 140$ °C à $T_0 = 150$ °C, les tendances s'inversent, et à partir de $T_0 \simeq 175$ °C, la température minimale est systématiquement observée sur la surface hydrophile TiAlN, suivie de la surface neutre TiAl, tandis que la surface hydrophobe SL2, présente des valeurs de plus en plus élevées. Cette dernière s'écarte progressivement des deux autres, traduisant une diminution notable de l'efficacité du transfert thermique. Comme il a été montré précédemment, à ces températures de paroi, la nucléation limite la rétraction des bords de la goutte pendant la phase de recul sur le TiAl, ce qui fait perdre à cette

surface son avantage comparatif vis-à-vis du TiAlN. La différence entre le TiAlN et le TiAl réside alors dans un étalement légèrement plus grand pour TiAlN, et l'effet de la mouillabilité sur l'ébullition : formation de bulles plus fines et moins nombreuses, donc une surface sèche plus réduite, améliorant ainsi le refroidissement (voir section suivante). En revanche, la surface hydrophobe (SL2) présente un comportement très différent : la faible mouillabilité, combinée à une nucléation quasi instantanée, conduit à un **rebond** complet de la goutte quelques millisecondes seulement après l'impact, comme illustré sur les Figures 6.12 et 6.13. Ce **rebond** précoce limite fortement le contact thermique avec la surface et, par conséquent, le refroidissement.

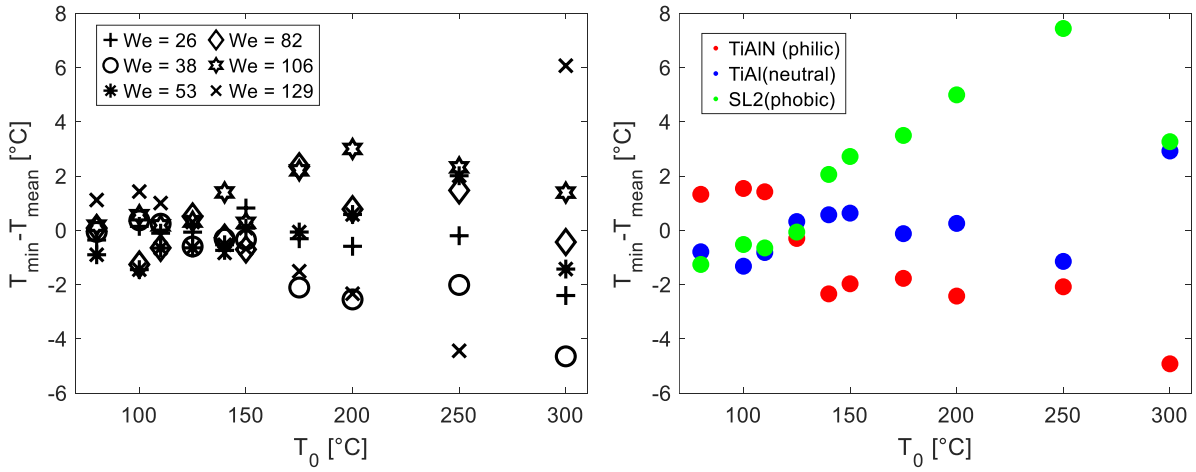


FIGURE 6.17 – Effet à gauche du nombre de Weber et à droite de la mouillabilité sur la température minimum lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$

Temps nécessaire pour atteindre la température minimale

Les graphiques de la Figure 6.18 présentent l'effet du nombre de Weber et de la mouillabilité sur le temps nécessaire pour atteindre la température minimale.

L'influence du nombre de Weber est nette jusqu'à $T_0 = 150$ °C : plus le We est élevé, plus le temps requis pour atteindre la température minimale est court. Même s'il n'existe pas de lien direct évident, cela pourrait s'expliquer par le fait que le temps nécessaire pour atteindre l'étalement maximal $\beta_{\max}$ est inversement proportionnel au nombre de Weber, comme on peut le voir sur les Figures 6.2 et 6.3. Ainsi, la transition vers la phase de recul s'effectue plus rapidement pour les nombres de Weber élevés. Au-delà de $T_0 = 150$ °C, l'impact du nombre de Weber devient mineur et aucune tendance claire n'est observable, si ce n'est une diminution générale du temps nécessaire pour atteindre la température minimale avec l'augmentation de la température de paroi.

Concernant l'effet de la mouillabilité, le temps requis pour atteindre la température minimale est nettement plus long sur la surface hydrophobe (SL2) jusqu'à environ $T_0 = 140$ °C. Aucune différence notable n'est observée entre les surfaces de TiAl et de TiAlN dans cette plage de températures. Au-delà de $T_0 = 140$ °C, la tendance s'inverse : comme expliqué précédemment, les impacts sur la surface hydrophobe SL2 entrent dans un régime de rebond. Le contact thermique est faible et la phase de recul n'est alors plus propice aux échanges thermiques, ce qui limite le temps pour atteindre la température minimale.

À partir de $T_0 = 250$ °C, la mouillabilité ne semble plus exercer d'influence significative. La goutte rebondi ou se fragmente sous l'effet des instabilités croissantes du bourrelet. La

phase de recul se réduit progressivement jusqu'à disparaître pour l'ensemble des surfaces. Les différences deviennent alors plus marginales, hormis quelques variations liées à la quantité de liquide demeurant temporairement attachée à la paroi.

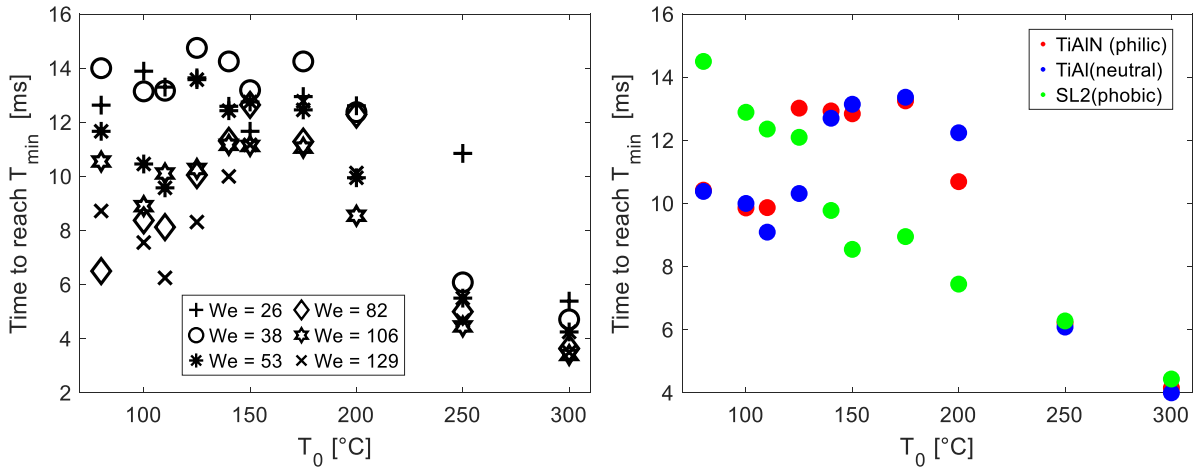


FIGURE 6.18 – Effet à gauche du nombre de Weber et à droite de la mouillabilité sur le temps nécessaire pour atteindre la température minimum lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

6.2.2 Comparaison aux modèles

Comme rappelé précédemment, lorsque deux matériaux de températures initiales différentes T_1 et T_2 entrent en contact, la température de l'interface T_c n'est pas égale à la moyenne arithmétique $\frac{T_1+T_2}{2}$, mais dépend de l'effusivité thermique de chacun d'eux. Dans le cas de l'impact d'une goutte sur une surface solide, la situation est plus complexe, car le liquide ne se comporte pas comme un solide homogène : la convection interne peut modifier la température de contact. Plusieurs modèles ont donc été développés afin de prédire cette température dans différents cas de figure. L'approche consiste à introduire un paramètre correctif γ pondérant l'influence relative du fluide par rapport au solide :

$$T_c = \frac{e_l T_l + \gamma e_s T_0}{e_l + \gamma e_s} \tag{6.11}$$

En prenant en compte la convection dans le liquide, qui favorise les échanges thermiques et tend à abaisser la température de contact (lorsque le liquide est plus froid que le solide), Roisman *et al.* [2] ont proposé un modèle dans lequel γ dépend du nombre de Prandtl du liquide. Pour l'eau, ils obtiennent $\gamma = 0,72$. Ce modèle suppose une vitesse nulle du liquide au contact de la paroi (condition d'adhérence) et le développement de couches limites dynamiques et thermiques dans la lamelle.

À des températures de paroi plus élevées, proches du régime de Leidenfrost, Breitenbach *et al.* [3] et Castanet *et al.* [4] considèrent au contraire que la goutte glisse sans frottement sur la surface solide. L'écoulement dans la goutte est alors assimilé à la solution de fluide parfait proposée par Yarin et Weiss [5], conduisant à une valeur de $\gamma = 1/\sqrt{5}$. Ces trois modèles sont représentés sur la Figure 6.19 par des lignes en pointillés.

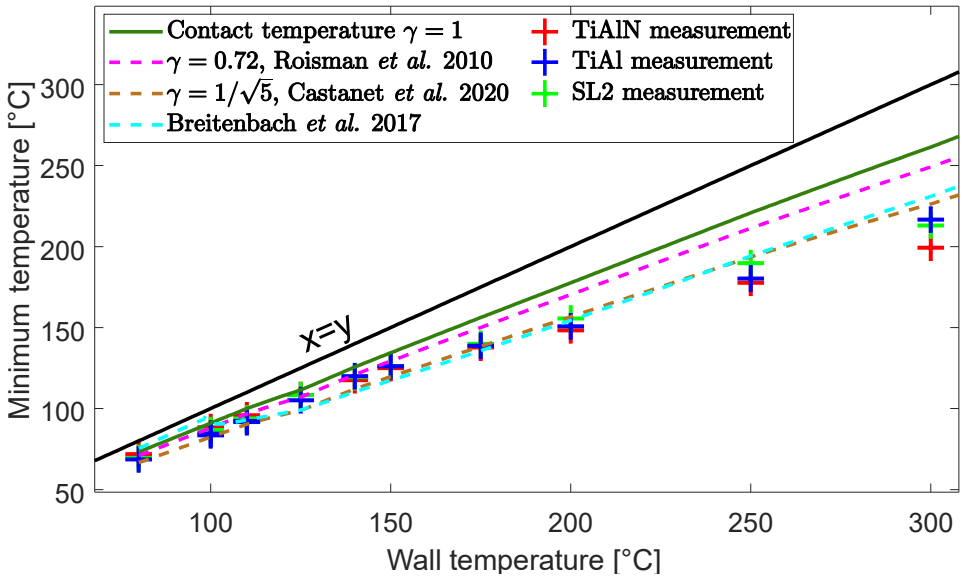


FIGURE 6.19 – Mesure de la température minimal lors d'un impact d'une goutte d'eau de $2,2$ *mm* de diamètre sur des surfaces de mouillabilité différentes à différentes température de substrat. Ces mesures sont comparer à trois modèles de température de contact, Roisman *et al.* [2], Castanet *et al.* [4] et Breitenbach *et al.* [3].

La Figure 6.19 présente la température minimale relevée pour les trois surfaces, à un nombre de Weber de 53. Comme montré précédemment, le nombre de Weber n'a qu'un effet très limité sur la température minimale. Le modèle de température de contact non corrigé, consistant à prendre $\gamma = 1$, surestime largement la valeur de T_{min} par rapport aux mesures expérimentales car ne prenant pas en compte la recirculation du liquide.

Le modèle de Roisman *et al.*, avec $\gamma = 0{,}72$, fournit une estimation correcte jusqu'à $T_0 = 150$ °C. Au-delà de cette température, une inflexion apparaît : la température mesurée décroît plus rapidement. Cet effet est dû à l'apparition de la nucléation et aux effets thermiques liés à l'ébullition, qui absorbent une partie de la chaleur pour le changement de phase et provoquent ainsi une chute supplémentaire de la température de surface.

Les modèles de Castanet *et al.* [4] et Breitenbach *et al.* [3], sont les plus proches à hautes températures. Ils ne sont cependant pas entièrement pertinents pour estimer la température de contact dans cette plage de température. Selon Castanet *et al.*, il faut dépasser 300 °C pour que l'hypothèse de glissement parfait soit applicable, les gouttes étant alors de moins en moins adhérentes à la paroi (*thermosuperrepellancy* puis Leidenfrost).

6.2.3 Température de contact et première nucléation

En complément de la température minimale, l'étude du temps nécessaire à l'apparition de la première nucléation est intéressante car ce paramètre constitue un indicateur direct de la réactivité thermique du système goutte–paroi et conditionne l'impact comme il a été montré dans la partie précédente. Ce temps a été mesuré dans la présente étude à l'aide des images de densité de flux, qui permet de détecter le moment où la nucléation débute. Le graphique de la Figure 6.20 donne le temps moyen avant l'apparition de la première nucléation (si elle a lieu) en fonction de la température minimale relevée et des différentes mouillabilités.

L'analyse de la relation entre la température minimale à l'impact et le délai avant la première nucléation met en évidence deux comportements distincts. Lorsque la tempéra-

ture de contact reste inférieure à 100 °C, soit $T_0 < 140$ °C, l'apparition de la nucléation est supérieur 15 ms. Dans ce cas, le liquide doit d'abord s'échauffer progressivement par conduction thermique au contact de la paroi avant que les conditions locales ne deviennent favorables à la nucléation. En revanche, lorsque la température de contact excède 100 °C, la surface est alors suffisamment chaude pour amener le liquide au-delà de la température d'ébullition dès l'impact, et la nucléation se déclenche de manière quasi instantanée.

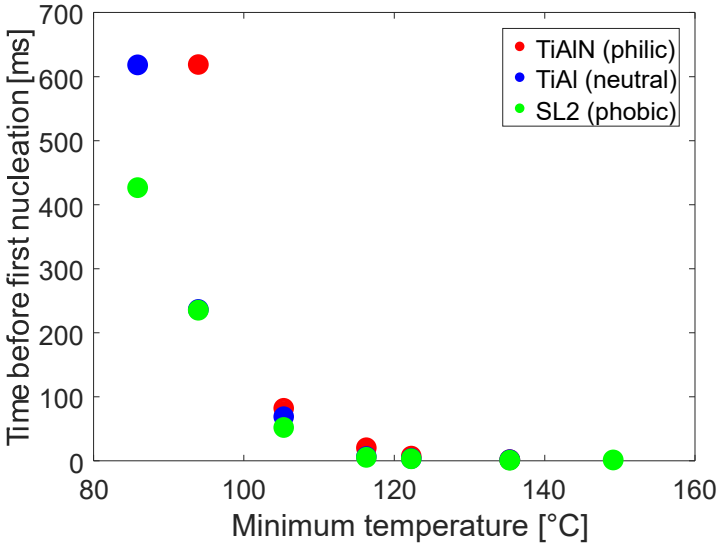


FIGURE 6.20 – Temps nécessaire pour voir apparaître la première nucléation lors d'un impact d'une goutte de 2, 2 en fonction de la température minimale relevée. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

En se basant sur ces observations, une classification des régimes peut être dressée en fonction du temps nécessaire pour voir apparaître la première nucléation. La phase d'impact s'étend généralement sur une durée d'environ 50 ms, proche du temps de dissipation visqueuse. Lorsque aucune nucléation ne se produit durant cet intervalle, la dynamique de l'impact demeure comparable à celle observée à température ambiante : la thermique n'exerce alors qu'une influence négligeable sur le comportement dynamique de l'étalement de la goutte. Avec l'augmentation de la température de la paroi, la première nucléation tend à apparaître plus précocement, souvent au cours de la phase de recul, perturbant ainsi son déroulement. Cette perturbation se traduit fréquemment par un arrêt prématuré du mouvement de rétraction. Lorsque la nucléation intervient avant la fin de l'étalement, c'est à dire avant le temps nécessaire pour atteindre l'étalement maximal, à $T_0 \simeq 160$ °C, la dynamique d'impact s'en trouve profondément modifiée : les phénomènes thermiques deviennent alors prépondérants dans le comportement d'étalement. Enfin, à des températures encore plus élevées, dans le régime d'ébullition en film (non étudié ici) l'impact est entièrement régi par les effets thermiques, la dynamique fluide jouant alors un rôle secondaire. Ces différentes phases sont résumées sur la Figure 6.21.

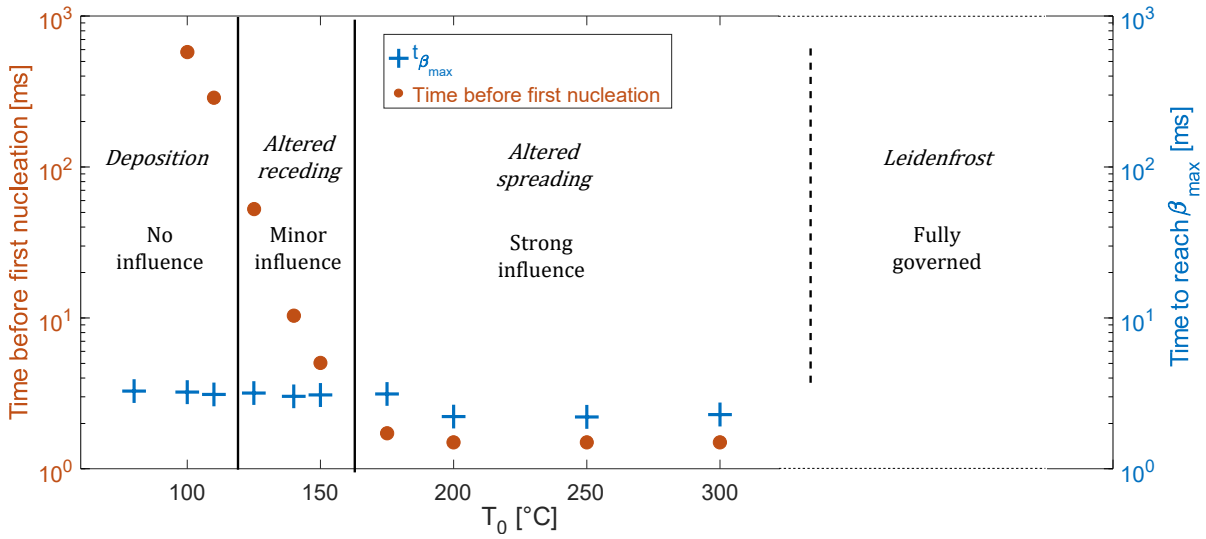


FIGURE 6.21 – Classification de régime d'impact possible en fonction du temps nécessaire pour voir apparaître la première nucléation en orange comparé au temps nécessaire pour atteindre l'étalement maximal en bleu lors d'un impact d'une goutte de 2, 2 mm en fonction de la température de substrat.

Ainsi, au delà de $T_0 = 175$ °C, la dynamique d'étalement est principalement régi par des phénomène thermique. Cela peut s'observer sur les cartes de régimes dressées (Figures 5.7, 5.14 et 5.20). Des régimes telle que le **spay**, l'**atomisation**, le **rebond** ou la **fragmentation** apparaissent et deviennent prépondérant.

6.2.4 Classification des régimes basée sur les temps caractéristiques

Une classification des régimes d'impact peut être proposée en prenant en compte les différents temps caractéristiques intervenant dans le processus :

- $t_{T_{\min}}$: temps nécessaire pour atteindre la température minimale au cours du refroidissement, qui donne une mesure du temps des effets thermiques au sein de la goutte ;
- t_{nuc} : temps d'apparition de la première nucléation ;
- $t_{\beta_{\max}}$: temps correspondant à l'étalement maximal ;
- t_{vis} : temps associé à la dissipation visqueuse, qui vaut typiquement 50 ms, comme démontré précédemment.

Le temps avant la première nucléation a été mesuré à partir des images de densité de flux, qui permettent de détecter le moment précis où la nucléation débute. La Figure 6.20 présente l'évolution de ce temps en fonction de la température de contact thermique ($T_{\min}$) pour les différentes mouillabilités. La comparaison de ces temps caractéristiques permet de classer les différents comportements observés, comme résumé visuellement sur la Figure 6.21.

Cas 1 : $T_0 < T_{sat} \approx 100$ °C : Aucune nucléation n'est observée (hormis éventuellement celle due aux gaz dissous). $t_{\text{nuc}} >> t_{\text{vis}} > t_{\beta_{\max}}$. La cinématique de l'impact est très peu affectée par les effets thermiques.

Cas 2 : 100 °C $< T_0 <$ 125 °C : La température de contact $T_{\min}$ reste inférieure à 100 °C, ce qui signifie que le liquide doit s'échauffer progressivement au contact de la paroi avant que les conditions locales ne deviennent favorables à la nucléation. Le temps nécessaire pour y parvenir est nécessairement supérieur à $t_{T_{\min}}$. La Figure 6.20 montre que $t_{\text{nuc}} > t_{\text{vis}}$ tant que $T_{\min} < 100$ °C. Ainsi, la thermique et l'ébullition exercent une influence négligeable sur la dynamique de la goutte.

Cas 3 : 125 °C $< T_0 <$ 160 °C : La température de contact $T_{\min}$ dépasse la température de saturation $T_{\text{sat}} \approx 100$ °C. La surface est alors suffisamment chaude pour amener rapidement le liquide à ébullition, et la nucléation se déclenche beaucoup plus tôt. t_{nuc} se rapproche alors de $t_{T_{\min}}$, qui vaut environ 10 à 12 ms. La Figure 6.20 montre que t_{nuc} devient inférieur à t_{vis} soit $t_{\text{vis}} > t_{\text{nuc}} > t_{\beta_{\max}}$, impliquant qu'une nucléation peut apparaître durant la phase de recule, pouvant modifier sa dynamique. Ainsi, la thermique et l'ébullition exercent une influence négligeable sur la dynamique de l'étalement de la goutte mais modifie la dynamique de recule.

Cas 4 : 160 °C $< T_0 <$ 200 °C : t_{nuc} devient plus petit que $t_{\beta_{\max}}$: l'ébullition influence déjà la phase d'étalement initiale. Toutefois, pour TiAl et TiAlN, $t_{T_{\min}}$ reste supérieur à $t_{\beta_{\max}}$. Cela signifie que le refroidissement de la surface solide continue à décroître pendant la phase de recul, jusqu'à atteindre son minimum à $t_{T_{\min}} \simeq 12$ ms.

Cas 5 : $T_0 >$ 200 °C : t_{nuc} est largement inférieur à $t_{\beta_{\max}}$. La surchauffe du liquide et l'ébullition intense provoquent un rebond de la goutte ou sa fragmentation due au phénomène de thermosuperrepellency. $t_{T_{\min}}$ diminue et devient comparable à $t_{\beta_{\max}}$ pour TiAl et TiAlN. Le refroidissement ne bénéficie alors plus de la phase de recul.

Cas 6 : $T_0 >$ 300 °C : Les bulles disparaissent progressivement au profit d'un film de vapeur s'étendant depuis les bords vers le centre. Elle est remplacée par un régime de *fingering boiling*. L'adhérence de la goutte diminue fortement, pour finalement disparaître à mesure que la température de Leidenfrost est atteinte (entre 400 et 450 °C).

6.3 Densité de flux de chaleur à l'impact

L'évolution de la densité de flux thermique ($q''(x, y, t)$, en [W/m^2]) peut être analysée en distinguant deux grandeurs :

- **la densité de flux maximale globale**, correspondant à la valeur la plus élevée atteinte sur l'ensemble du processus d'impact, max(q″(x, y, t))
- **la densité de flux maximale temporelle**, correspondant à la valeur maximale relevée à chaque instant de mesure au cours du temps, max(q″(x, y)).

La Figure 6.22 illustre l'évolution temporelle de cette densité de flux maximale temporelle pour les trois surfaces lors d'un impact à $T_0 = 150$ °C et pour un nombre de Weber de 54.

Pour les trois surfaces, la densité de flux maximale globale apparaît dès les premiers instants de l'impact et ne semble dépendre que très peu de la mouillabilité. À ce stade, la déformation de la goutte est essentiellement gouvernée par l'inertie qui est la même pour les 3 cas présentés.

Surface hydrophile (TiAlN) : La densité de flux maximale temporelle décroît progressivement jusqu'à environ 100 ms, avec quelques pics ponctuels associés à des épisodes d'apparition/disparition de bulles. Elle se stabilise ensuite durant la phase finale d'évaporation pure (entre $0,1$ et $2,8$ s), la densité de flux maximale se situant alors sur la ligne triple, au bord de la goutte.

Surface neutre (TiAl) : L'ébullition apparaît très tôt, comme en témoignent les fluctuations de la densité de flux maximale temporelle dès les premières millisecondes. Une phase d'ébullition soutenue et relativement stable s'étend ensuite entre $0,05$ s et $0,5$ s, suivie d'une courte phase d'évaporation durant laquelle la densité de flux maximale temporelle devient légèrement inférieure à celle observée sur TiAlN après $0,8$ s.

Surface hydrophobe (SL2) : La densité de flux maximale décroît un plus rapidement que pour les deux autres surfaces. Ensuite, elle chute brutalement à zéro, indiquant un rebond complet de la goutte. (La densité de flux est ici calculée uniquement sur les zones effectivement mouillées, ce qui explique la valeur nulle en l'absence de contact liquide.) Une phase d'ébullition transitoire d'environ $0,6$ s suit ensuite, caractérisée par une densité de flux plus faible et des fluctuations moins marquées que sur TiAl. Enfin, une brève phase d'évaporation se produit, avec une densité de flux maximale inférieure à celle observée sur TiAlN et TiAl dans des conditions similaires.

Comme pour la température minimale, la densité de flux maximal apparaît quasi systématiquement durant la phase d'impact.

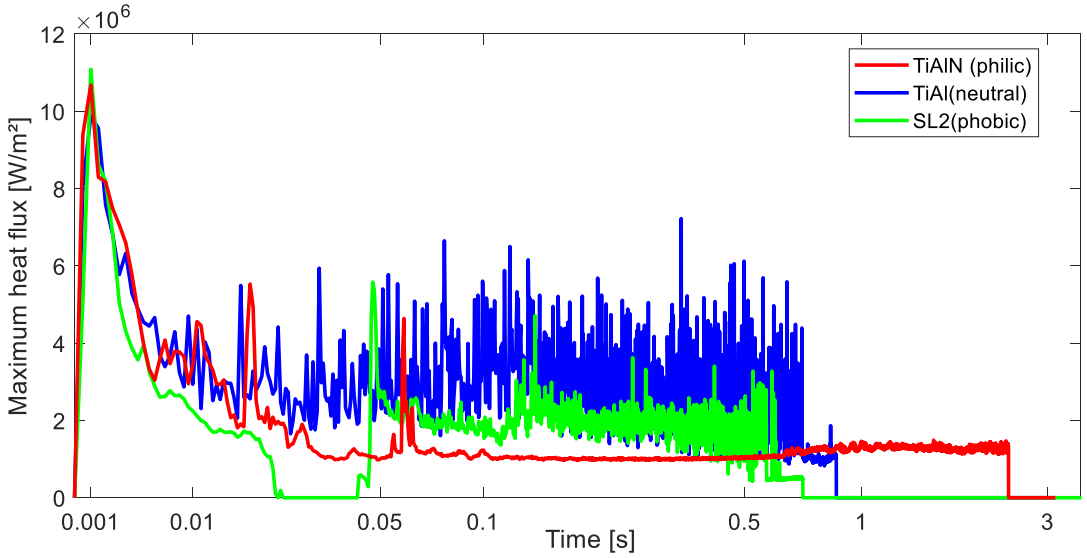


FIGURE 6.22 – Évolution de la densité de flux maximale en fonction du temps lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur une surface à $T_0 = 150$ °C avec différentes mouillabilité avec un nombre de Weber égale à 53. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

6.3.1 Densité de flux maximale globale

La Figure 6.23 présente l'effet du nombre de Weber et de la mouillabilité sur la densité de flux thermique maximale globale à différentes températures de substrat. Quelle que soit la mouillabilité ou le nombre de Weber, la densité de flux maximale augmente avec la température du substrat. Le nombre de Weber ne semble pas exercer d'influence notable, mais on observe une dispersion croissante des valeurs lorsque la température augmente.

La mouillabilité n'a pas d'influence marquée sur la densité de flux maximale, sauf à haute température ($T_0 > 200$ °C), où le flux maximal relevé est légèrement plus faible pour la surface la plus hydrophobe. Cette différence mérite sans doute d'être discutée car elle ne semble pas pourvoir s'expliquer par les incertitudes de mesure. Dans le cas présent, la couche SL2 est obtenue par dépôt sur une sous-couche de TiAl, elle-même déposée sur du TiAlN. La succession de ces dépôts accroît la résistance thermique effective de l'empilement. Même si ces couches restent très minces, elles peuvent introduire une résistance thermique non négligeable et donc atténuer la densité de flux mesurée. À plus basse température, cet effet resterait masqué par l'échelle du graphique et par les incertitudes de mesure.

De plus, des travaux récents, notamment basés sur des simulations de dynamique moléculaire, ont montré qu'une surface hydrophobe présente une résistance thermique interfaciale plus élevée vis-à-vis du liquide, limitant ainsi localement les échanges de chaleur [6], [7], [8].

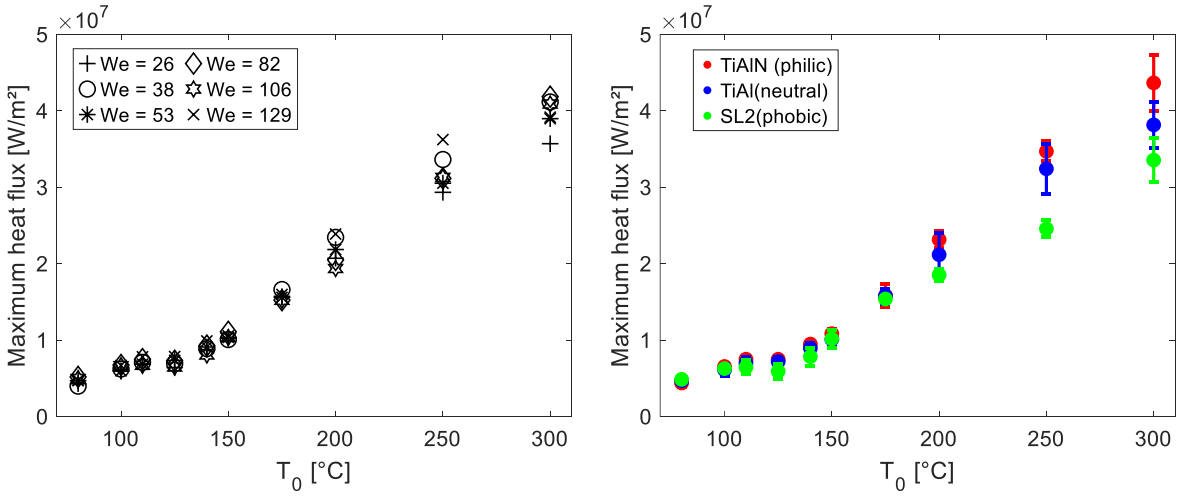


FIGURE 6.23 – Effet (à gauche) du nombre de Weber et (à droite) de la mouillabilité sur la densité de flux maximale relevée lors de l'impact d'une goutte de 2,2 mm de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

La Figure 6.24 montre le temps nécessaire pour atteindre cette densité de flux maximale. Ni le nombre de Weber, ni la mouillabilité, ni la température du substrat ne semblent influencer significativement ce temps, qui reste typiquement compris entre 0,5 et 1 ms. Comme attendu, la densité de flux maximale apparaît dès les tout premiers instants du contact entre le liquide froid et la surface chaude.

Cependant, la fréquence d'acquisition de 2000 Hz (soit une résolution temporelle de $\Delta t = 0{,}5$ ms) implique que la première image enregistrée correspond à un instant compris entre t_0 (l'instant réel de l'impact) et $t_0 + \Delta t$. L'écart observé entre 0,5 et 1 ms provient donc de cette incertitude temporelle (voir Section 1.3.2). Cette incertitude affecte de la même façon l'ensemble des impacts et n'altère donc pas les conclusions concernant l'influence de We et de la mouillabilité, mais elle peut expliquer la dispersion des données. De plus, la densité de flux étant déterminée à partir de la variation de température sur un seul intervalle Δt pendant lequel le flux décroît rapidement, la valeur mesurée sous-estime probablement la densité de flux maximale réelle, qui se produit très probablement à l'instant t_0 exact de l'impact.

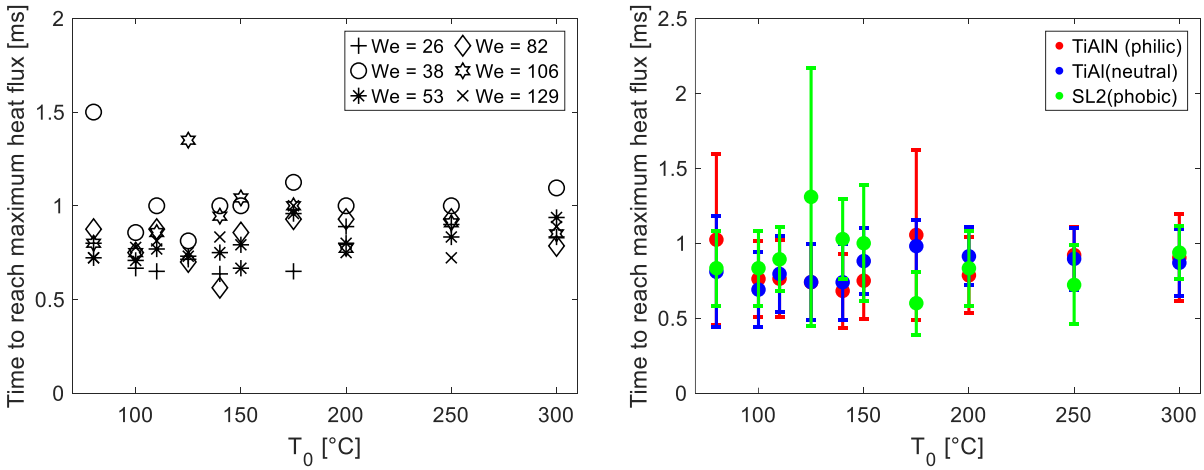


FIGURE 6.24 – Effet (à gauche) du nombre de Weber et (à droite) de la mouillabilité sur le temps nécessaire pour atteindre la densité de flux maximale lors de l'impact d'une goutte de 2,2 mm de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

Comparaison aux modèles de contact thermique :

En reprenant le modèle de contact thermique entre un liquide et un solide : le transfert de chaleur est supposé unidimensionnel (1D) dans la direction z, perpendiculaire à l'interface. La distribution de température dans le substrat solide peut alors s'écrire sous la forme [3] :

$$T_w(z,t) = T_c + (T_0 - T_c)\,\mathrm{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\alpha_s t}}\right) \tag{6.12}$$

avec α_s la diffusivité thermique du saphir et T_c la température de contact à l'interface ($z = 0$). En dérivant cette expression en $z = 0$, on obtient le flux de chaleur échangé avec le liquide du côté solide :

$$q_w(t) = \lambda_{sa}\left.\frac{\partial T_w}{\partial z}\right|_{z=0} = \frac{e_{sa}(T_0 - T_c)}{\sqrt{\pi}\sqrt{t}} \tag{6.13}$$

où λ_{sa} et e_{sa} sont respectivement la conductivité et l'effusivité thermiques du saphir. Ainsi, le flux de chaleur évolue en $1/\sqrt{t}$.

Dans le liquide, la distribution de température suit une expression similaire, mais la convection au sein de la goutte pendant l'étalement, amincit la couche limite thermique :

$$T_l(z,t) = T_c + (T_g - T_c)\,\mathrm{erf}\left(-\frac{z}{2\gamma\sqrt{\alpha_l t}}\right) \tag{6.14}$$

et, en dérivant en $z = 0$, le flux de chaleur échangé du côté liquide devient :

$$q_l(t) = \frac{e_l(T_c - T_g)}{\gamma\sqrt{\pi}\sqrt{t}} \tag{6.15}$$

L'égalité des flux à l'interface conduit à l'expression de la température de contact donnée par l'équation 6.11, dans laquelle le paramètre γ peut être ajusté. Castanet *et al.* [9] obtiennent $\gamma = 1/\sqrt{5}$ en supposant un glissement parfait du liquide et un écoulement de type point d'arrêt, tandis que Roisman *et al.* [2] déterminent $\gamma = 0{,}72$ en imposant une

condition d'adhérence à la paroi et en considérant le développement conjoint des couches limite dynamique et thermique.

Pour comparer avec les résultats expérimentaux, il faut considérer le flux de chaleur à l'instant de la première image, qui se situe en moyenne vers $t = 0{,}8\,\Delta t$, avec $\Delta t = 1/2000$ s (voir Figure 6.24). L'équation devient alors :

$$q_{max}(T_0) = \frac{e_l(T_c - T_g)}{\gamma\sqrt{\pi\Delta t}} \tag{6.16}$$

Cette densité de flux théorique a été comparée avec les mesures expérimentales pour $\gamma = 1$, $\gamma = 0{,}72$ et $\gamma = 1/\sqrt{5}$. Comme il a été montré précédemment que la densité de flux maximale n'est pas influencée par le nombre de Weber ni par la mouillabilité, la comparaison est effectuée avec la moyenne des cas pour chaque température T_0. Ces résultats sont présentés sur la Figure 6.25.

Le modèle de contact avec $\gamma = 1$ et celui de Roisman *et al.* ($\gamma = 0{,}72$) sous-estiment la densité de flux maximale, tandis que le modèle de Castanet *et al.* fournit une excellente estimation jusqu'à 150 °C. Notons qu'aux temps très courts (de l'ordre de la milliseconde), la couche limite dynamique n'a pas encore eu le temps de se développer — son épaisseur n'est que de l'ordre de quelques dizaines de microns —, ce qui rend la solution de type glissement parfait (sans couche limite dynamique) plus adaptée à ces échelles temporelles. Au-delà de 150 °C, comme pour la température de contact, on observe une inflexion : le flux de chaleur expérimental augmente plus rapidement et dépasse les valeurs prévues par les trois modèles. Cette déviation pourrait s'expliquer par l'apparition précoce de la nucléation dès le début de la phase d'impact, qui abaisse la température minimale et amplifie la densité de flux maximale.

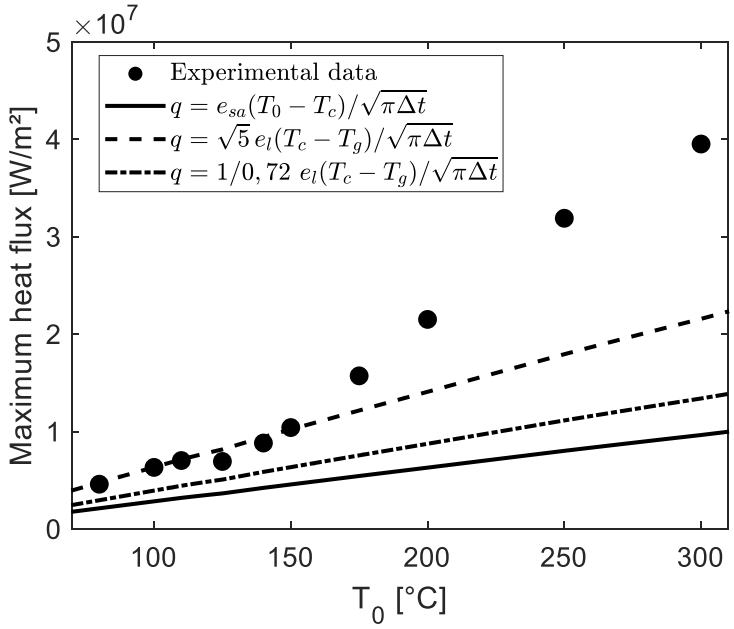


FIGURE 6.25 – Comparaison de la densité de flux maximale expérimentale avec les modèles théoriques issus de l'équation 6.16 pour $\gamma = 1$, $\gamma = 1/\sqrt{5}$ (Castanet *et al.* [9]) et $\gamma = 0{,}72$ (Roisman *et al.* [2]).

6.3.2 Densité de flux maximale temporelle

Les Figures 6.26 comparent l'évolution temporelle de la densité de flux maximale sur les trois surfaces, pour différentes températures initiales (T_0 = 100, 125 et 150 °C), avec les trois modèles d'estimation du flux de chaleur. Comme pour la densité de flux maximale globale, le modèle de Castanet *et al.* avec $\gamma = 1/\sqrt{5}$ fournit une excellente estimation de la densité maximale temporelle pour les trois surfaces durant les premières millisecondes.

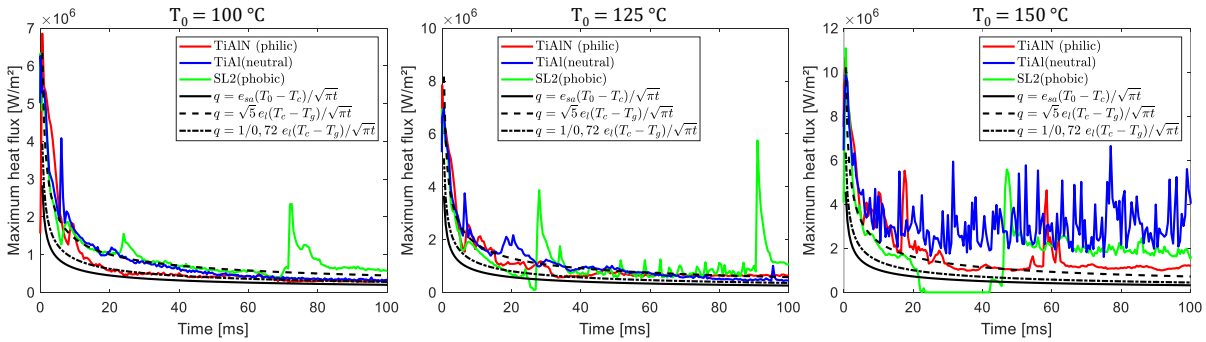


FIGURE 6.26 – Évolution temporelle de la densité de flux maximale lors de l'impact d'une goutte de 2,2 mm de diamètre sur des substrats de mouillabilité différente (nombre de Weber We = 53). Les angles de contact sont : CA_{TiAlN} = 10°, CA_{TiAl} = 70° et CA_{SL2} = 100°. Les mesures expérimentales sont comparées aux trois modèles théoriques : $\gamma = 1$, $\gamma = 1/\sqrt{5}$ (Castanet *et al.* [9]) et $\gamma = 0{,}72$ (Roisman *et al.* [2]).

À T_0 = 100 °C, le modèle $\gamma = 1/\sqrt{5}$ reste bien adapté pour les surfaces de TiAl et SL2 jusqu'à environ 50 ms. Pour ces deux surfaces, les pics observés avant 20 ms correspondent aux rebonds de la goutte. Le modèle de Roisman *et al.* ($\gamma = 0{,}72$) décrit mieux le comportement du TiAlN, dont la densité de flux maximale temporelle est inférieure à celle du TiAl et du SL2 durant les 60 ms suivant l'impact. La goutte sur TiAlN s'étale plus largement et atteint son équilibre mécanique plus rapidement (en une dizaine de millisecondes). Le flux de chaleur maximal est alors localisé sur le bord de la goutte, et provient essentiellement de l'évaporation du film liquide (Figure 6.27). Pour les surfaces hydrophobes, la convection interne, entretenue par les rebonds successifs et la remontée d'un jet central, maintient un flux de chaleur élevé sur une durée plus longue (Figure 6.27). Cependant, après environ 50 ms, les densités de flux sur les trois surfaces convergent. L'apparition d'une bulle de vapeur vers 75 ms sur la surface SL2 provoque toutefois un nouveau pic local de flux pour la surface SL2 (Figure 6.27).

Avec l'augmentation de la température du substrat, la nucléation devient plus fréquente et génère des densités de flux locales plus élevées. Ces pics restent discrets à T_0 = 125 °C, sauf sur la surface SL2, mais deviennent nettement visibles à T_0 = 150 °C, où l'ébullition est beaucoup plus intense sur l'ensemble des surfaces. Dans ce régime, tous les modèles sous-estiment la densité de flux maximale temporelle, y compris pour TiAlN, même si cette surface retrouve un flux plus faible après environ 40 ms, lorsque l'ébullition cesse et laisse place à une simple évaporation.

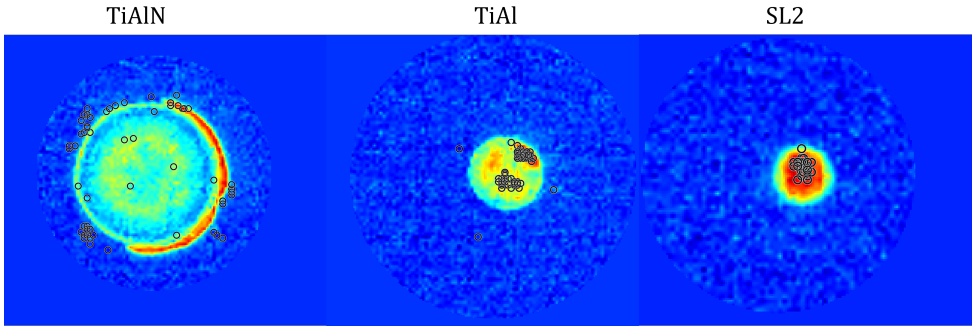


FIGURE 6.27 – Distribution spatiale de la densité de flux 50 ms après l'impact d'une goutte de 2,2 mm de diamètre sur une surface à $T_0 = 100$ °C ($We = 53$). Les cercles noirs indiquent la position du pixel correspondant à la densité de flux maximale relevée sur chaque image, dans les 50 ms suivant l'impact.

6.4 Flux de chaleur échangé lors de l'impact

Le flux de chaleur global ou flux (noté Q en $[W]$) se détermine en intégrant la densité de flux sur la surface considérée :

$$Q(t) = \int_0^{x_{lim}} \int_0^{y_{lim}} q''(x, y, t)\ \mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{6.17}$$

La Figure 6.28 illustre un exemple typique de courbe de flux au cours du temps pour un impact sur une surface initialement à $T_0 = 125$ °C. Un pic au tout début de la période d'impact est observé, suivi, selon la surface, de différentes phases : évaporation dans le cas du TiAlN, ou ébullition pour le TiAl, entre environ $0,1$ et $0,7$ s. Pour la surface de SL2, la convection interne continue a influencé le transfert thermique par des oscillations du flux jusqu'à environ 50 ms, avant le début de l'évaporation. Le flux d'évaporation est plus élevé pour le TiAlN que pour le SL2, en raison d'une surface d'étalement plus importante.

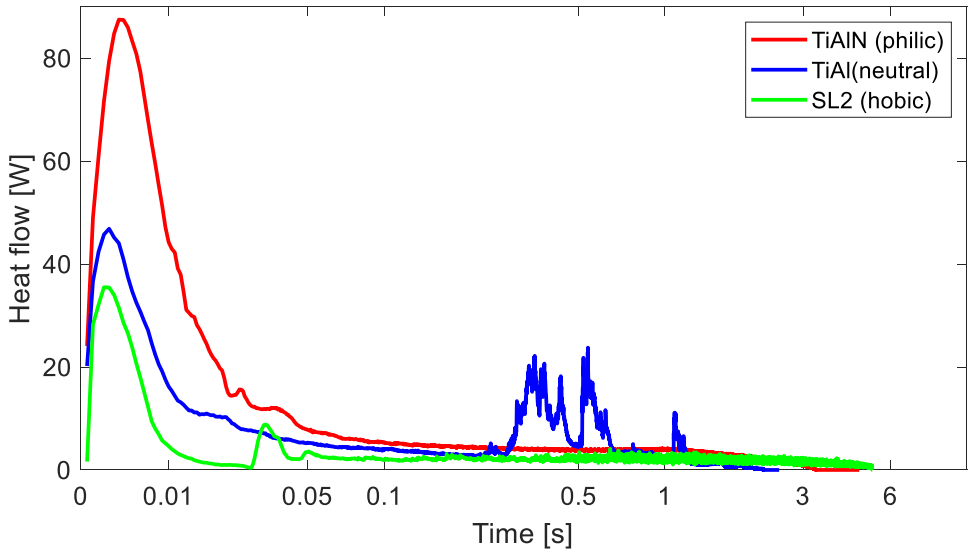


FIGURE 6.28 – Flux de chaleur échangé lors de l'impact d'une goutte de $2,2$ mm de diamètre sur une surface de mouillabilité différente à température de substrat $T_0 = 125$ °C à nombre de We de 26. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$

Par la suite, seule la période d'impact où l'écoulement interne à la goutte peut encore contribuer de manière significative aux transferts sera étudiée. Cela correspond à des temps typiquement inférieurs à $50 - 100$ms, ce qui correspond à une estimation du temps nécessaire à la dissipation visqueuse. Les phases d'évaporation et d'ébullition, susceptibles de se poursuivre au-delà, ne seront pas considérées ici.

6.4.1 Évolution du flux thermique durant la phase d'impact

Les figures 6.29 et 6.30 montrent le flux thermiques échangé lors de la phase d'impact ($t < 50$ ms) sur les trois surfaces à différentes températures ($T_0 = 100 - 200 - 250 - 300$ °C) pour le plus faible nombre de Weber. Quelle que soit la température ou la nature de la surface, le flux échangé croît très fortement au cours des premières millisecondes, avant de décroître plus ou moins rapidement selon les conditions. Cette première phase correspond à la période d'étalement de la goutte. Ainsi, le maximum

de flux n'apparaît pas exactement au moment de l'étalement maximal, mais plutôt durant la phase d'étalement, lorsque la surface de contact et les échanges thermiques évoluent rapidement.

À $T_0 = 100$ °C, le pic de flux est largement supérieur pour le TiAlN que pour les deux autres surfaces. Cela résulte d'un étalement nettement plus important de la goutte sur cette surface, comme on a pu le voir sur la courbe des étalements maximaux (Figure 6.2). Les surfaces de TiAl et de SL2 présentent une phase d'étalement similaire, ce qui se retrouve également dans l'amplitude du flux de chaleur. L'écart entre le flux maximal du TiAlN et celui des deux autres surfaces est bien supérieur à l'écart observé sur les étalements, car la surface d'échange thermique croît avec le carré du rayon d'étalement. La décroissance du flux est moins marquée sur le TiAlN, en cohérence avec une phase de recul beaucoup moins prononcée que sur les deux autres surfaces. Deux pics sont observés sur les surfaces de TiAl et de SL2, à 20 et 35 ms respectivement, correspondant au second étalement lié à la retombée de la colonne du jet non fragmenté. Le léger sursaut visible après 20 ms sur le TiAlN provient du faible ré-étalement de la goutte sur le film liquide, non-perceptible sur la courbe d'étalement dû au film liquide déposé. À environ 50 ms, le flux thermique se stabilise. La valeur du flux demeure plus élevée sur la surface hydrophile, en raison d'une surface d'échange effective accrue, ce qui intensifie l'évaporation. Le périmètre de la ligne triple est également plus important, et c'est précisément dans cette zone que la densité de flux est maximale pour le revêtement TiAlN (voir Figure 6.27).

À $T_0 = 200$ °C, les mêmes phénomènes généraux sont observés, mais avec quelques différences notables. On remarque un démarquage net entre les trois surfaces en ce qui concerne le flux maximal. Ces différences résultent là encore du degré d'étalement, qui varie selon la surface, comme le montre la Figure 6.13. Le flux maximal est ainsi classé selon le facteur d'étalement β. L'ébullition est particulièrement intense sur les surfaces TiAl et TiAlN, où elle s'accompagne, dans un premier temps, de la projection de fines gouttelettes secondaires vers le haut (thermal atomization), suivie par l'éjection de fragments liquides plus massifs qui se soulèvent et se dispersent, tandis qu'une fraction non-négligeable du liquide demeure en contact mouillant avec la surface solide. Sur TiAl, la quantité de liquide résiduelle est moindre que sur TiAlN, et la goutte adopte un comportement un peu analogue au "drop dancing". Ces événements transitoires violents, éjections et retombées de fragments, induisent de fortes fluctuations du flux thermique, à la fois localement et au niveau du flux global. À l'inverse, l'impact sur la surface SL2 correspond à un rebond sec : aucun liquide ne reste en contact avec la paroi après l'impact. La goutte ne se disloque pas et n'adhère pas à la surface. Ce comportement présente déjà de fortes similitudes avec le régime de Leidenfrost, bien qu'un contact physique initial subsiste au tout début de l'interaction. En effet, on voit que la nucléation apparaît au début de la phase d'étalement, mais, contrairement aux deux autres surfaces, aucune projection secondaire n'est observée.

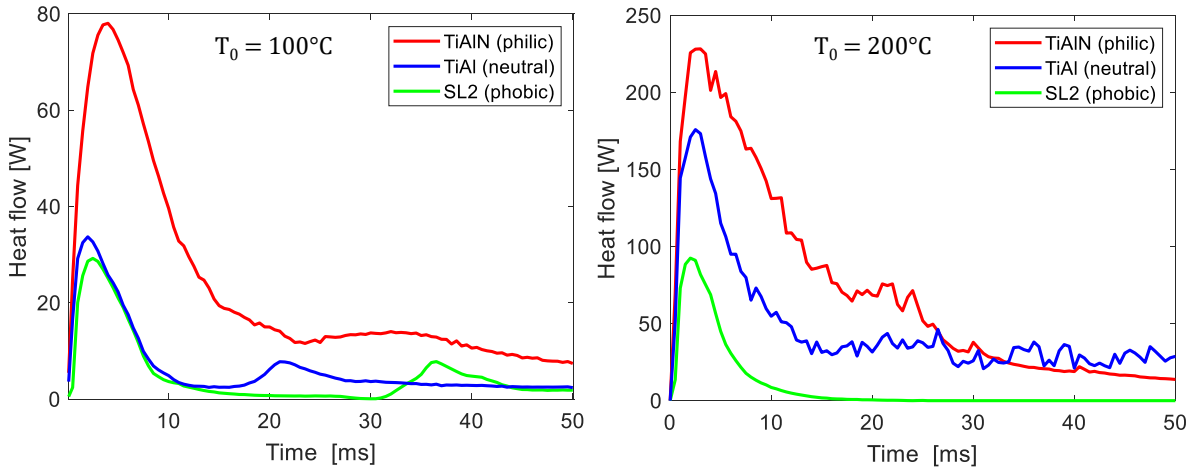


FIGURE 6.29 – Flux de chaleur échangé lors de l'impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur une surface de mouillabilité différente à nombre de We de 26. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$

À $T_0 = 250$ °C, les surfaces TiAlN et TiAl présentent un comportement très similaire, et ont pratiquement le même flux thermique maximal. À cette température et pour ce nombre de Weber, ces deux surfaces manifestent le même régime d'impact (voir Chapitre régimes, section régimes observables 5.2), ainsi qu'une durée de vie comparable de la goutte (voir Chapitre régimes, section durée de vie 5.3) et un étalement équivalent. En revanche, la surface SL2, plus hydrophobe, se distingue par un rebond sec, sans maintien du contact liquide-solide. Après environ 30 ms, il ne subsiste que de faibles résidus de flux sur TiAlN et TiAl, le liquide ayant été quasiment entièrement éjecté de la surface. On observe toutefois un pic de flux vers 40 ms sur la surface TiAlN, attribuable à une reprise localisée de l'ébullition, correspondant à une réactivation transitoire de la nucléation dans une zone spécifique. Les trois surfaces présentent une forme de courbe similaire, caractérisée par une diminution très abrupte du flux thermique après le maximum. À cette température, le contact mouillant ne persiste que quelques millisecondes, et le régime d'impact observé peut être soit sec, soit légèrement humide selon les conditions locales.

À $T_0 = 300$ °C, les trois surfaces présentent une forme de courbe similaire, caractérisée par une diminution très abrupte du flux thermique après le maximum. À cette température, le contact mouillant ne persiste que quelques millisecondes, et le régime d'impact observé peut être soit sec pour SL2, soit légèrement humide pour TiAlN et TiAl. On observe une différence notable du flux maximal entre les surfaces : celui-ci est plus élevé sur TiAl et TiAlN, tandis qu'il demeure le plus faible sur la surface SL2.

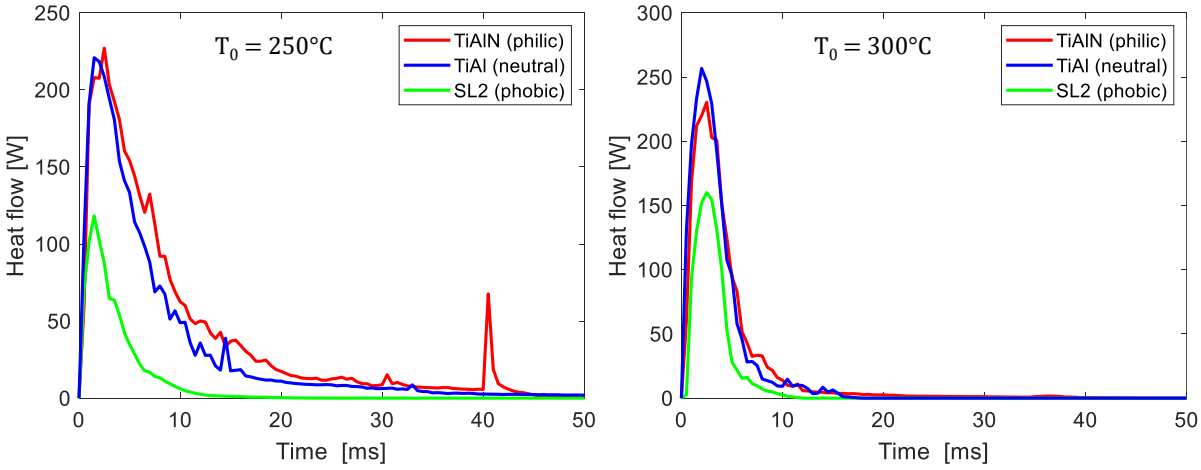


FIGURE 6.30 – Flux de chaleur échangé lors de l'impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur une surface de mouillabilité différente à nombre de We de 26. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$

6.4.2 Modélisation du flux thermique

Si la température de la surface n'est pas trop élevée, la nucléation et l'ébullition peuvent être négligées. Dans ce cas, le flux de chaleur dans les premières millisecondes résulte principalement du contact thermique et de la convection à l'intérieur de la goutte.

Lorsque la goutte s'étale, elle couvre une surface croissante, que l'on peut considérer proportionnelle au facteur d'étalement :

$$S(t) = \frac{\pi}{4}\,\beta(t)^2\,d_0^2 \tag{6.18}$$

Comme vu précédemment, la densité de flux peut être approximée à l'aide de modèles théoriques présentés dans la section précédente. Cependant, le flux global peut être évalué selon plusieurs approches : On peut alors appliquer la densité de flux temporelle

$$q = \gamma \frac{e_l(T_c - T_g)}{\sqrt{\pi}\,\sqrt{t - t_0}} \tag{6.19}$$

sur l'ensemble de la surface mouillée et t_0 est l'instant du premier contact de la goutte avec la paroi. On peut également considérer que le fluide nouvellement en contact avec la paroi génère une densité de flux local donnée par :

$$q = \gamma \frac{e_l(T_c - T_g)}{\sqrt{\pi}\,\sqrt{t - t_{\mathfrak{s}}}}, \tag{6.20}$$

où $t_{\mathfrak{s}}$ correspond au moment où localement la goutte touche la paroi.

La surface maximale d'étalement est divisée en sections d'indice $\mathfrak{s}$, qui peuvent être successivement mouillées puis asséchées (Figure 6.31). Cette approche soulève la question de la manière de traiter des portions asséchées puis remouillées. Lorsque la surface est mouillée une nouvelle fois, il peut être considéré que le liquide qui remouille est encore à température T_g et donc générera une densité de flux telle que l'équation 6.20 avec un déphasage temporelle $t_{\mathfrak{s},\mathfrak{n}}$ avec n l'indice qui correspond au nombre de fois où la surface considérée à été remouillée, c'est à dire la section a été ré-ouverte.

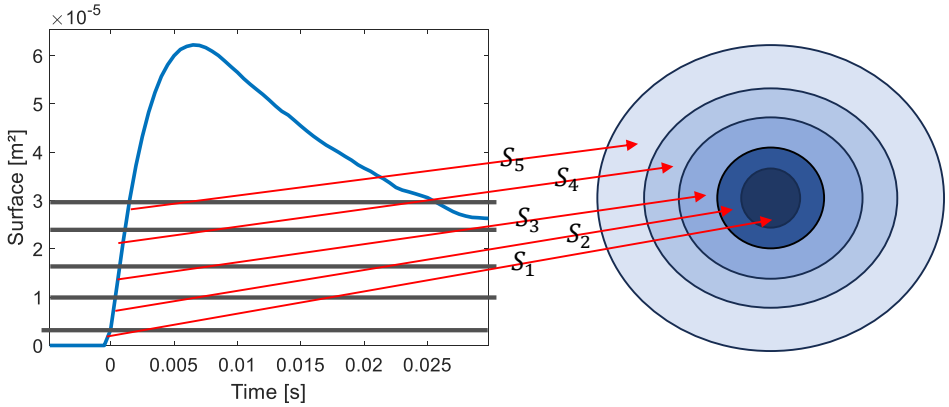


FIGURE 6.31 – Schéma expliquant la répartition des ouvertures de section.

Suivant la méthode choisie, il y a donc trois façons de calculer le flux qui peuvent être calculer comme :

— : **Méthode 1 :** Chaque ouverture mène à une nouvelle densité de flux n.

$$Q(t) = \sum_{\mathfrak{s}=1}^{m} \sum_{n=1}^{N} S_{\mathfrak{s}}(t) \ \times \ q(t - t_{\mathfrak{s},n}) \tag{6.21}$$

— : **Méthode 2 :** L'ouverture d'une section mène à une densité de flux nouvelle.

$$Q(t) = \sum_{\mathfrak{s}}^{m} S_{\mathfrak{s}}(t) \ \times \ q(t - t_{\mathfrak{s}}) \tag{6.22}$$

— : **Méthode 3 :** La densité de flux n'est pas fonction du temps des ouvertures :

$$Q(t) = S(t) \times q(t) \tag{6.23}$$

avec $\times$ le produit. Ces trois méthodes de calcules avec les trois méthodes d'évaluations de q sont comparées aux flux à l'impact de différent cas pour une température de substrat de $T_0 = 100$ °C. L'ensemble des résultats sont compilé sur la Figure 6.32 qui montre l'évolution de l'erreur en pourcentage calculé comme $Erreur = \frac{Q_{theorique}(t) - Q_{exp}(t)}{Q_{exp}(t)}$. Les trois mouillabilités sont testées avec trois nombres de Weber. Chaque sous graphique (une mouillabilité et 1 nombre de Weber) est divisé en 3 lignes de graphique qui correspondent aux trois méthodes de calcul de la densité de flux q. Pour chaque sous-sous-graphique est donné l'erreur relative en pourcentage calculée avec les trois méthodes de convolution.

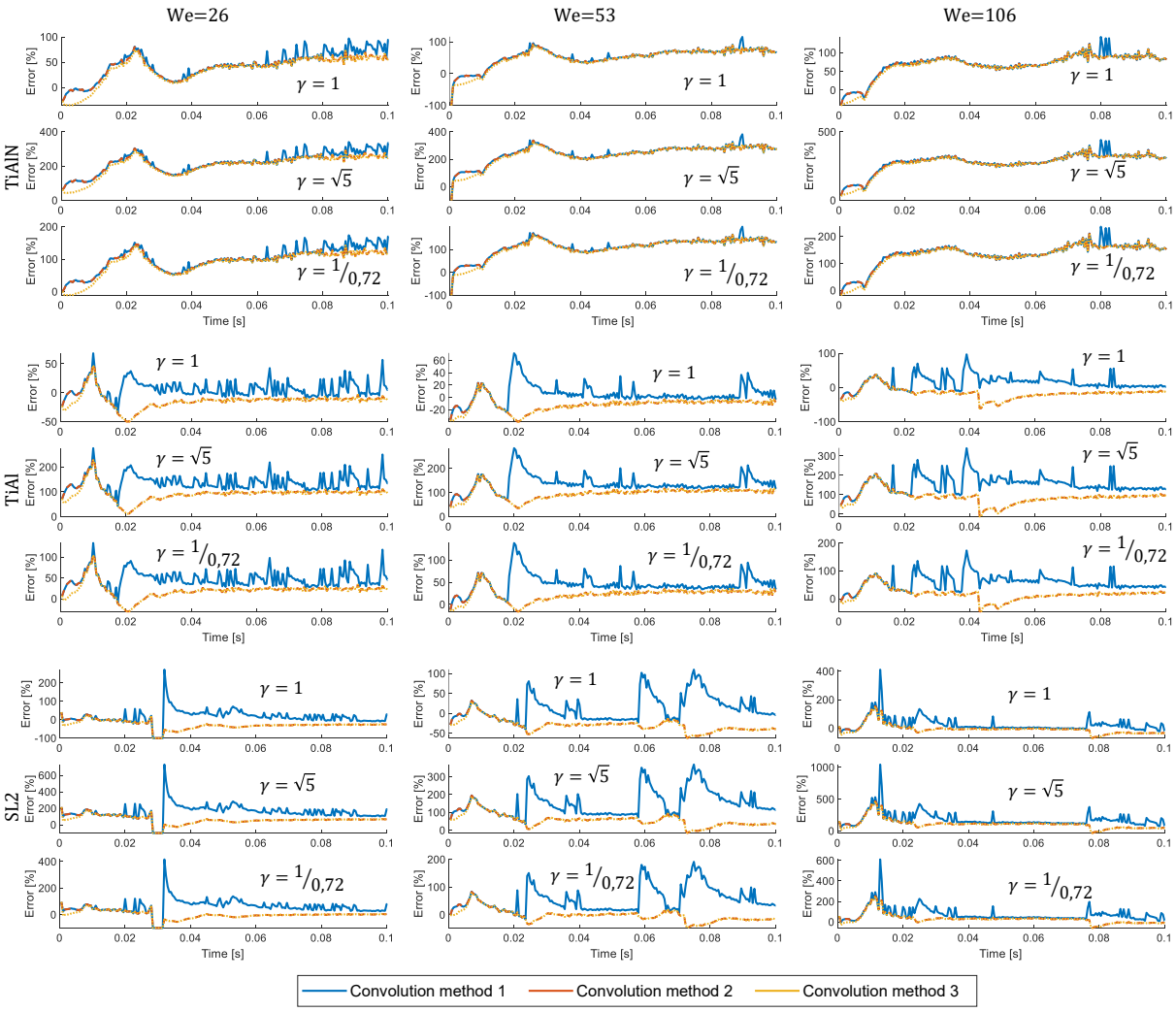


FIGURE 6.32 – Erreur relative en % des différents modèles d'estimation du flux lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur un substrat à $T_0 = 100$ °C. Trois méthodes de convolution sont testées (différentes couleurs sur les graphiques) avec trois méthodes de calcul de la densité de flux (de haut en bas pour chaque mouillabilité et nombre de Weber).

Premièrement, l'ensemble des méthodes (calcule de la densité de flux q et de convolution) surestime largement le flux sur la paroi de TiAlN. Pour expliquer cette différence importante, il est important de se rappeler que la phase de recule du TiAlN se fait sur un film liquide. Comme il a été expliqué auparavant, cela implique que la surface mouillé vue par le dessous ne décroît tant que ce film liquide ne s'est par évaporé. L'échauffement de la goutte se fait donc sur une surface bien inférieur à cette développée dans ce modèle. L'évaporation de ce film est source d'échange thermique mais vraisemblablement peu conséquent par rapport au flux nécessaire pour échauffer la goutte. Pour la surface de TiAl, il y aussi une surestimation générale mais moins marqué alors que la surface de SL2 donne globalement de bons résultats. La méthode de calcul de la densité de flux la plus robuste correspond au cas $\gamma = 1$ même si cette méthode est la moins performante lorsqu'il s'agit d'estimer la densité de flux maximale globale et temporelle. Ce résultat reste cohérent puisque la densité de flux moyenne (sur l'ensemble de la surface) est nécessairement inférieure à la densité de flux maximale. La méthode qui fournit la valeur maximale la

plus faible apparaît logiquement comme la plus adaptée pour décrire l'ensemble de la surface, où la densité de flux moyenne prédomine. Enfin, les méthodes de convolution 1 et 2 donnent des résultats identiques durant la phase d'impact, comme attendu par définition. En revanche, elles divergent par la suite car chaque réouverture de section entraînant une densité de flux très élevée d'où l'apparition de pics particulièrement visible sur certains cas due au bruit de l'estimation de la surface mouillée. La méthode 2 et 3 donnent aussi des résultats similaires après la phase d'impact car la densité de flux sur la surface centrale de la goutte est calculée dès l'impact est la section restera ouverte menant à un résultat similaire quand les autres sections sont refermées.

Finalement, l'analyse montre que la densité de flux q'' calculée avec $\gamma = 1$ s'avère être la plus performante quels que ce soit les autres paramètres. Les différentes méthodes de convolution sont visibles sur la Figures 6.33 qui affiche le flux mesurées et les flux théoriques calculé avec $q''_{\gamma=1}$. Les méthodes 1 et 2 donnent d'excellentes estimations du flux sur la phase d'impact. La méthode 1 souffre d'une surestimation systématique dès que la surface augmente après la phase d'impact alors que les méthodes 2 et 3 sous-estime le flux. Cela signifie que le liquide remouillant la surface à une température supérieur à T_g à subit un réchauffement inférieur à $E = Q(t_{\mathfrak{s},n} - t_{\mathfrak{s},n+1})$. Une explication peut résider dans la convection et l'advection du liquide pendant les phases de recule et de rebond qui favorise la mixité du liquide. Ainsi la température du liquide contactant la surface à subit un échauffement mais une partie de la chaleur a été dissipé dans la goutte, abaissant un peu la température de re-contact et donc augmentant le flux comparer au modèle 2.

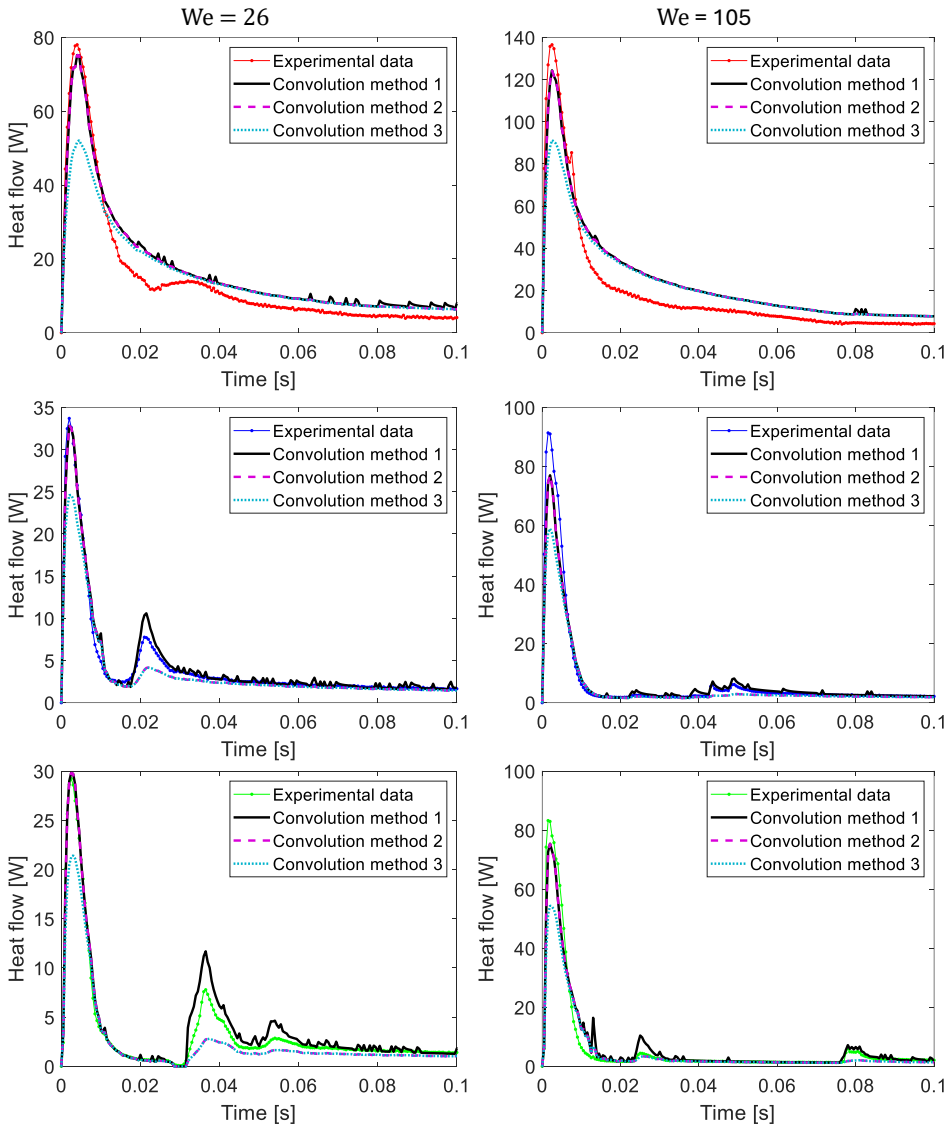


FIGURE 6.33 – Évolution temporelle du flux lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur un substrat de différente mouillabilité de température $T_0 = 100$ °C. Trois modèles d'estimation du flux sont présentés. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

6.4.3 Étude du flux maximal

Cette section se focalise sur le flux maximal, qui apparaît systématiquement à l'impact, dans les 5 première miliseconde. Les courbes présentées sur les Figures 6.34 et 6.35 illustrent l'influence du nombre de Weber et de la mouillabilité sur le flux maximal à différentes températures. Premièrement, comme on peut s'y attendre, quel que soit le nombre de Weber ou la mouillabilité, une augmentation de la température du substrat conduit à une augmentation du flux maximal. En ce qui concerne la dépendance au nombre de Weber, il est clair que le flux maximal croît avec celui-ci. La mouillabilité joue également un rôle significatif : plus la surface est mouillante, plus le flux maximal atteint des valeurs élevées. Ces différentes dépendances seront analysées plus en détail dans les paragraphes suivants.

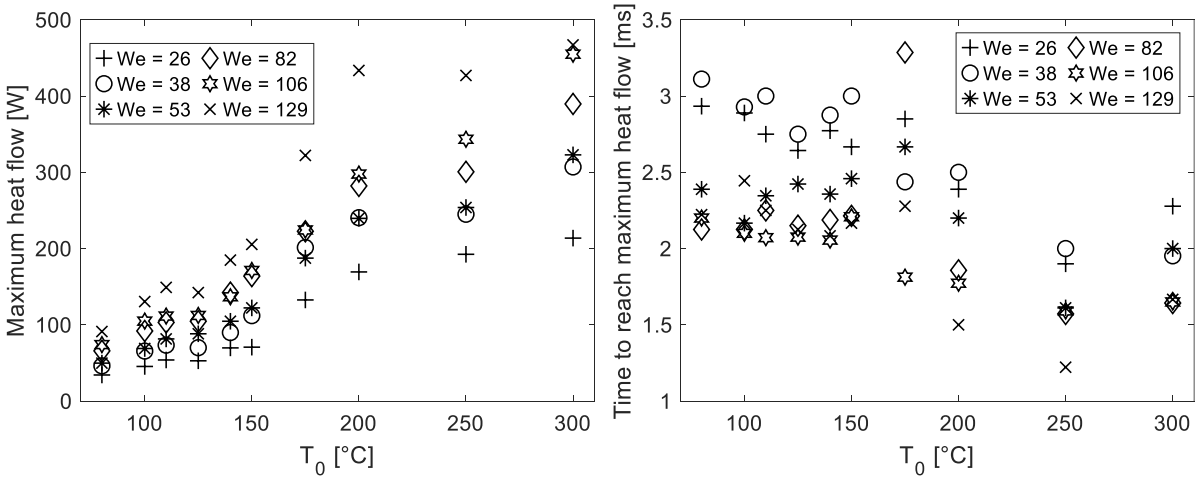


FIGURE 6.34 – Effet à gauche du nombre de Weber et à droite de la mouillabilité sur le flux maximal relevé lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

La Figure 6.35 présente le temps nécessaire pour atteindre le flux maximal en fonction du nombre de Weber et de la mouillabilité, pour différentes températures. Les courbes montrent que l'augmentation du nombre de Weber entraîne une diminution du temps requis pour atteindre le flux maximal. À l'inverse, les surfaces plus hydrophiles se caractérisent par un délai plus long avant d'atteindre ce maximum même si ce caractère s'estompe avec l'augmentation de la température.

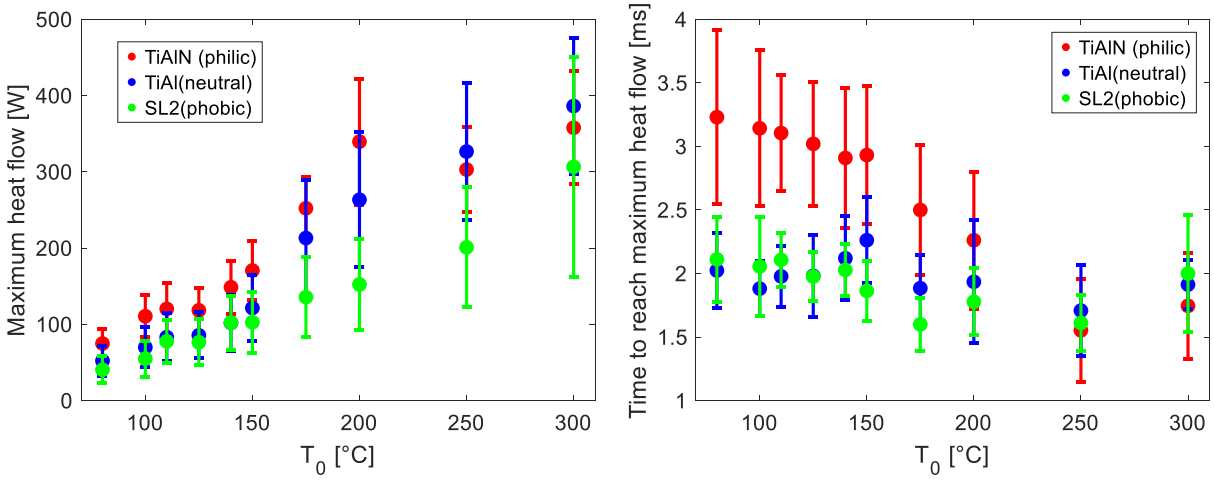


FIGURE 6.35 – Effet à gauche du nombre de Weber et à droite de la mouillabilité sur le temps nécessaire pour atteindre le flux maximal relevé lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

Enfin, la Figure 6.36 nous montre que le flux maximale apparaît systématiquement à $\simeq$ 85% du taux d'étalement. Dans la mesure où le temps nécessaire pour atteindre l'étalement maximal est inversement fonction du nombre de Weber (Figure 6.2 et équation 6.3), il est aisé d'expliquer que le temps requit pour atteindre le flux maximal est inversement fonction du nombre de Weber.

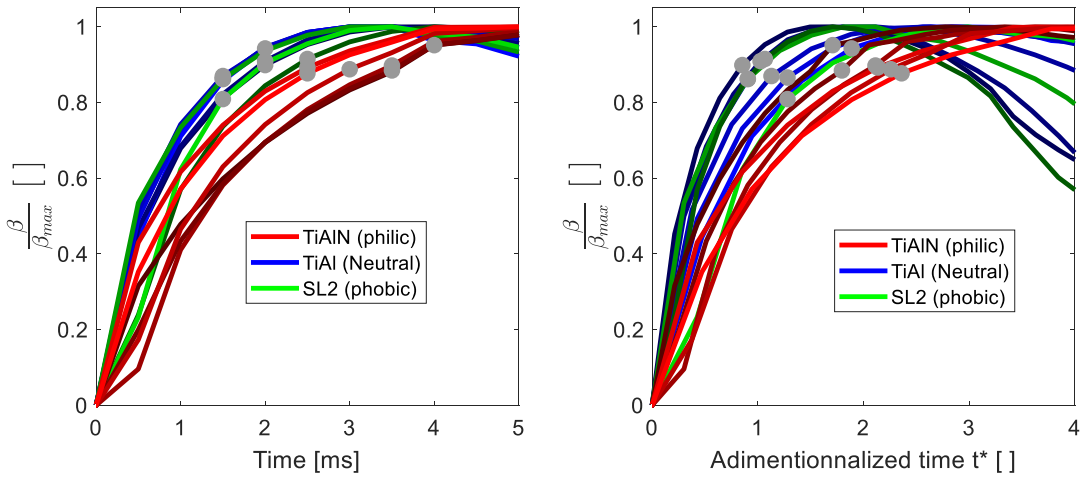


FIGURE 6.36 – Évolution relative de l'étalement en fonction du temps adimensionnel d'un impact d'une goutte de $2,2$ mm de diamètre sur trois surface de mouillabilité différente à $T_0 = 100$ °C. Les points gris indiquent le temps pour atteindre le flux maximum.

L'ensemble de ces résultats peut s'expliquer par les différences observées dans la dynamique d'impact sur les trois surfaces. À basse et moyenne température, il a été montré que le nombre de Weber influence directement l'étalement de la goutte : plus le nombre de Weber est élevé, plus le facteur d'étalement β augmente.

Or, le flux total étant défini comme le produit de la densité de flux et de la surface de contact, une surface de contact plus étendue engendre nécessairement un flux global plus important. Plus en détail, la Figure 6.37 montre que le flux maximal croît de manière approximativement linéaire avec le nombre de Weber. Cette tendance s'observe pour des températures de substrats jusqu'à $T_0 = 200$ °C avant de devenir moins évidente.

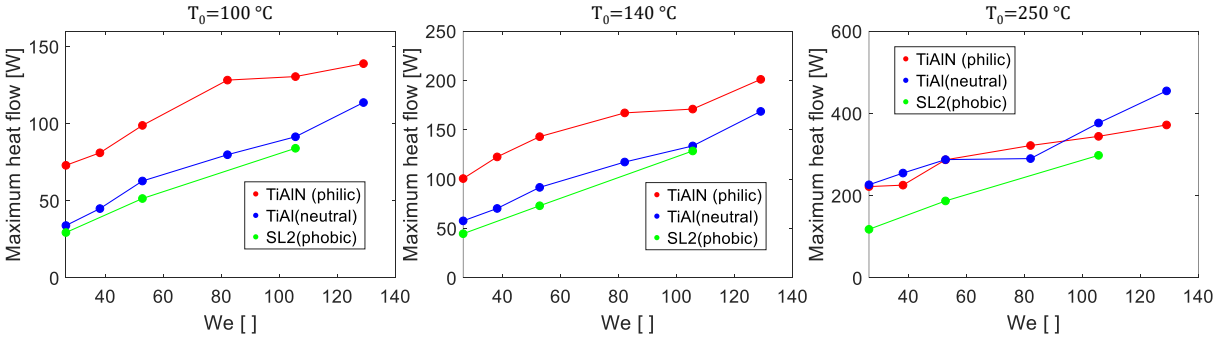


FIGURE 6.37 – Évolution du flux maximal pour un impact de goutte de $2,2$ mm de diamètre en fonction du nombre de Weber avec les trois mouillabilité pour une température de paroi de $T_0 = 100$, $T_0 = 140$ et $T_0 = 250$ °C.

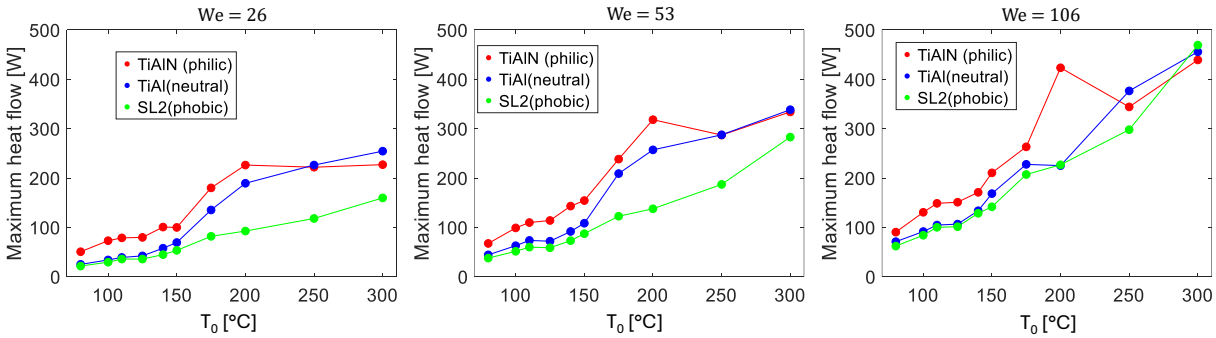


FIGURE 6.38 – Évolution du flux maximal pour un impact de goutte de $2,2\ mm$ de diamètre en fonction de la température initial du substrat avec les trois mouillabilité pour des nombres de Weber de 26, 53 et 106

Entre $T_0 = 80$ °C et $T_0 = 150$ °C, le flux maximal croît de manière globalement linéaire avec la température. Les courbes correspondant aux différentes mouillabilités sont alors quasi parallèles, indiquant que l'influence de la surface se limite à un décalage global du niveau de flux sans modifier la tendance (Figure 6.38). Entre $T_0 = 150$ °C et $T_0 = 200$ °C, un changement de pente est observé pour les surfaces TiAlN et TiAl. Dans cette plage, la nucléation apparaît dès la phase d'impact, entraînant une augmentation significative du flux échangé. En revanche, la surface SL2 conserve une évolution linéaire passant en régime de **Rebond**. Au-delà de $T_0 = 200$ °C, le comportement devient plus complexe. Le flux maximal dépend alors fortement de la mouillabilité, du nombre de Weber et de la température, traduisant l'interaction entre les phénomènes hydrodynamiques et thermiques qui dominent à haute température. La perte de clarté des tendances dès $T_0 = 200$ °C s'inscrit dans un comportement déjà constaté sur les Figures 6.34 et 6.35. Ce phénomène intervient suite à un changement de type d'impact décrit dans la section 6.2.4 où la thermique modifie fortement la dynamique d'impact.

Plus précisément, une différences majeur apparaît à $T_0 = 200$ °C. Le flux maximal semble poursuivre sa tendance croissante linéaire avec la température sur la surface de TiAl alors qu'une cassure de la pente apparaît sur la surface de TiAlN (hors faible nombre de Weber). Une explication de cette différence provient des régimes d'impact : les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3 donnent les régimes observables lors des impacts à différentes températures et nombres de Weber pour les trois mouillabilités. À $T_0 = 200$ °C, les impacts sur la surface de TiAlN demeurent de nature "dépositaire" alors que les impacts sur les surfaces de TiAl et SL2 sont des régimes de **rebond** ou **fracturation**. Au delà de $T_0 = 200$ °C, les régimes d'impacts sur la surface de TiAlN changent pour des régimes de **rebond** ou **fracturation**

Temperature	Weber	Type	Wet	Dry	Spray	Atomization	T_{min} [°C]	Flux max [W]
200°C	26	Deposition	✓		✓		145	226
	53	Deposition	✓		✓		146	318
	106	Deposition	✓		✓		147	423
250°C	26	Rebound	✓		✓		176	221
	53	Break-up Reciding	✓		✓		177	287
	106	Break-up Spreading	✓		✓		178	344
300°C	26	Rebound	✓		✓	✓	186	227
	53	Break-up Spreading	✓		✓	✓	183	333
	106	Break-up Spreading	✓			✓	192	440

TABLE 6.1 – TiAlN - Résumé des régimes d'impact selon la température et le nombre de Weber.

Temperature	Weber	Type	Wet	Dry	Spray	Atomization	T_{min} [°C]	Flux max [W]
200°C	26	Deposition	✓		✓		149	190
	53	Rebound	✓		✓		148	257
	106	Deposition	✓		✓		154	225
250°C	26	Rebound	✓		✓		181	226
	53	Break-up Reciding	✓		✓		180	287
	106	Break-up Reciding	✓		✓		181	376
300°C	26	Rebound	✓		✓	✓	194	225
	53	Break-up Reciding	✓		✓	✓	201	338
	106	Break-up Spreading	✓			✓	197	445

TABLE 6.2 – TiAl - Résumé des régimes d'impact selon la température et le nombre de Weber.

Temperature	Weber	Type	Wet	Dry	Spray	Atomization	T_{min} [°C]	Flux max [W]
200°C	26	Rebound		✓			151	92
	53	Rebound		✓			155	137
	106	Rebound		✓		✓	156	226
250°C	26	Rebound		✓			184	118
	53	Rebound		✓		✓	190	187
	106	Break-up Reciding		✓		✓	190	298
300°C	26	Rebound		✓		✓	198	160
	53	Rebound		✓		✓	197	283
	106	Break-up Reciding		✓		✓	199	470

TABLE 6.3 – SL2 - Résumé des régimes d'impact selon la température et le nombre de Weber.

L'impact sur la surface de TiAlN à $T_0 = 200$ °C est pleinement mouillant comme visible sur la Figure 6.40 qui montre le rayon mesurable grâce à la caméra ombroscopique comparé au rayon de contact mouillant estimé grâce aux cartes de densité de flux. Sur les surfaces plus hydrophobe, le bourrelet se lève au bord de la goutte impliquant que le rayon de contact mouillant s'est réduit, visible sur les Figures 6.41 et 6.42. Ce comportement à déjà été étudié par [4], [10], [11] et illustré sur la Figure 6.39.

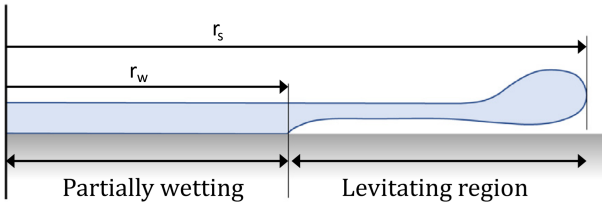


FIGURE 6.39 – Illustration schématique de l'étalement avec élévation du bourrelet.

Sur la surface de TiAlN, de $T_0 = 200$ °C à $T_0 = 250$ °C, l'impact passe de complètement mouillant à partiellement mouillant entraînent la réduction de la surface mouillé qui réduit drastiquement le flux maximal, comme visible sur la Figure 6.40.

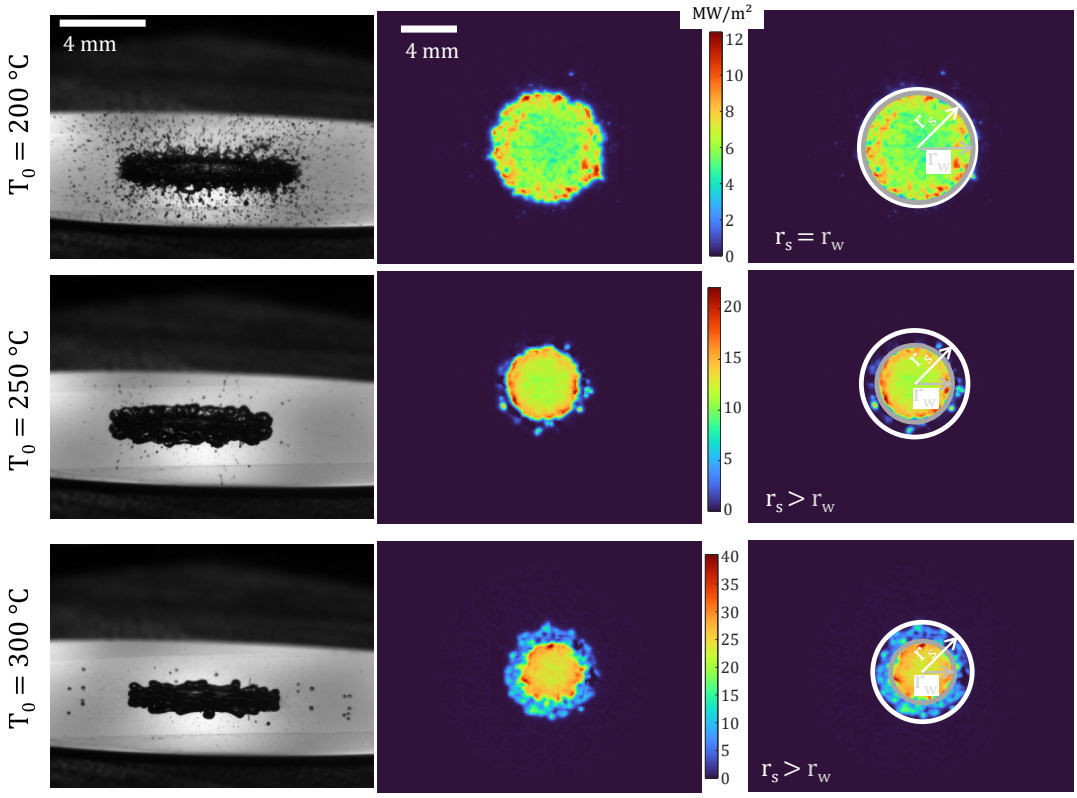


FIGURE 6.40 – Impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur un substrat à différentes températures initial avec un dépôt de TiAlN et un nombre de Weber de 106.

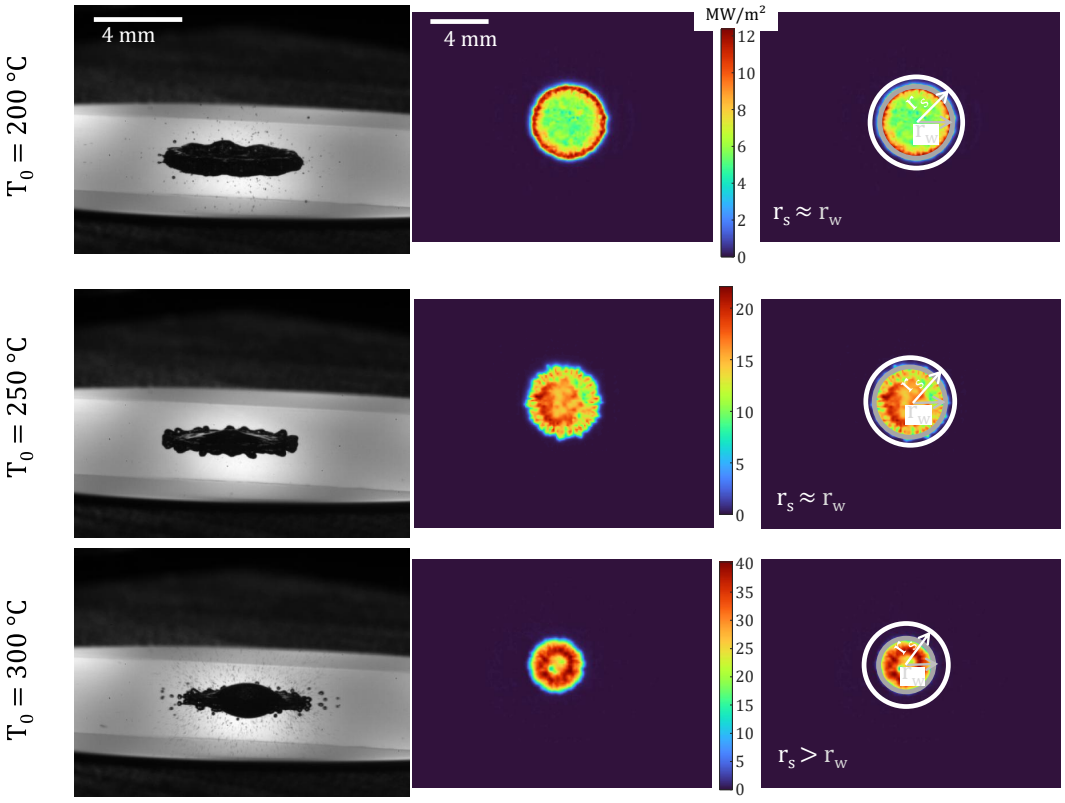


FIGURE 6.41 – Impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur un substrat à différentes températures initial avec un dépôt de TiAl et un nombre de Weber de 106.

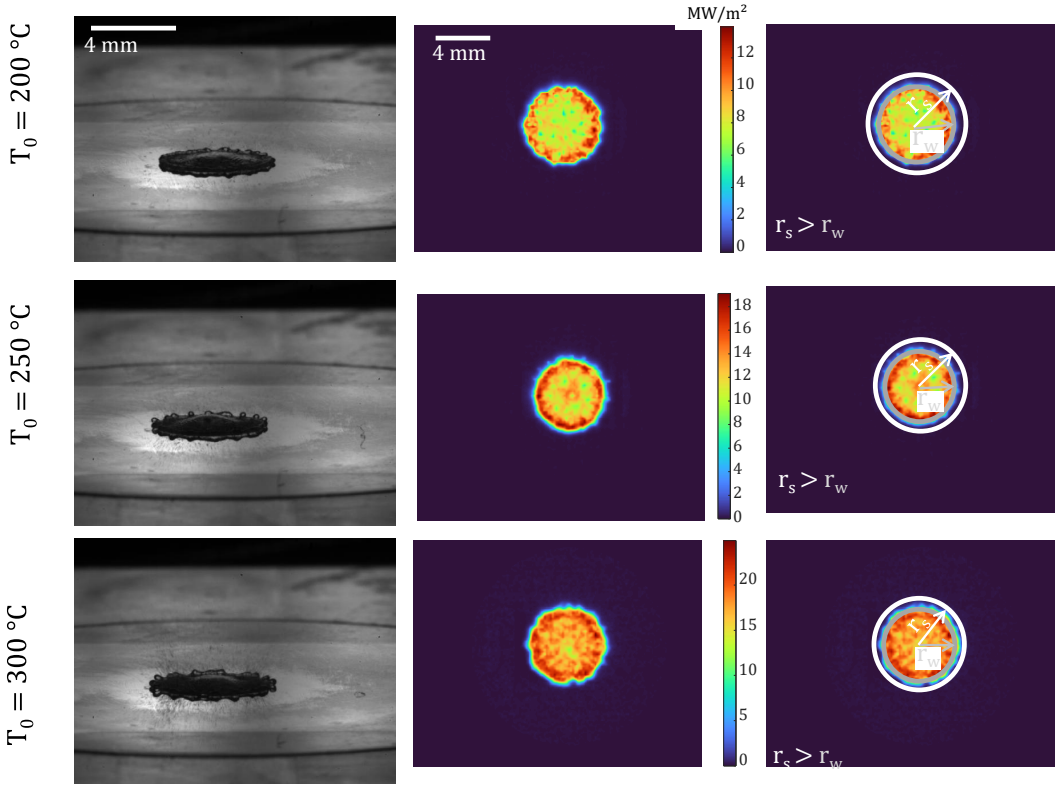


FIGURE 6.42 – Impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur un substrat à différentes températures initial avec un dépôt de SL2 et un nombre de Weber de 106.

Régime de Spray et d'atomisation

Le **spray** correspond à un régime où une nucléation particulièrement intense se produit dès l'impact, générant un volume important de vapeur. Celle-ci s'échappe préférentiellement par la périphérie de la goutte, entraînant l'éjection de microgouttelettes du bord, d'autant plus que le soulèvement de la ligne de contact reste limité. Lorsque la surface effectivement mouillée devient faible par rapport à la surface d'étalement, la vapeur formée ne peut plus s'évacuer latéralement. Elle s'accumule alors sous la lamelle liquide, jusqu'à percer le film, provoquant ainsi des éjections locales de liquide caractéristiques du régime de l'**atomisation** (Figure 6.43).

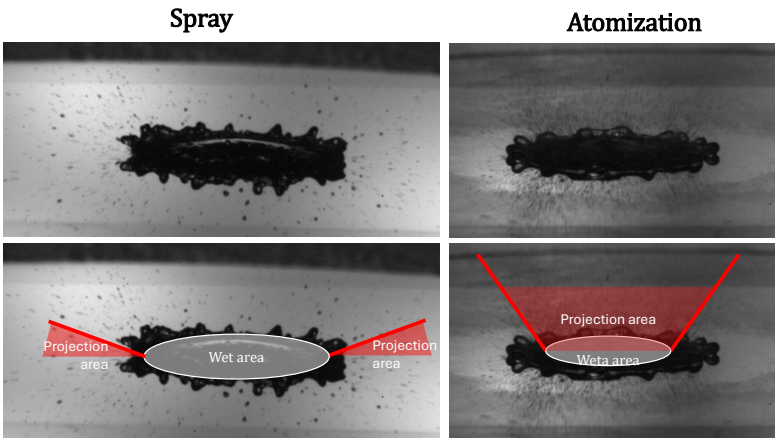


FIGURE 6.43 – Schéma expliquant la différence d'origine du régime de spray et de l'atomisation.

6.5 Énergie prélevée par le refroidissement au cours de l'impact

Une approche alternative pour l'analyse de ces impacts consiste à intégrer, dans le temps, la densité de flux de chaleur. Cette opération conduit à une énergie surfacique exprimée en [J/m^2], dont l'évolution temporelle permet de retracer l'histoire du refroidissement de la surface.

$$D(x, y, t) = \int_0^t q''(x, y, t)\ \mathrm{d}t \tag{6.24}$$

Un exemple est donné par la Figure 6.44 à différents temps lors d'un impact à $T_0 = 100$ °C.

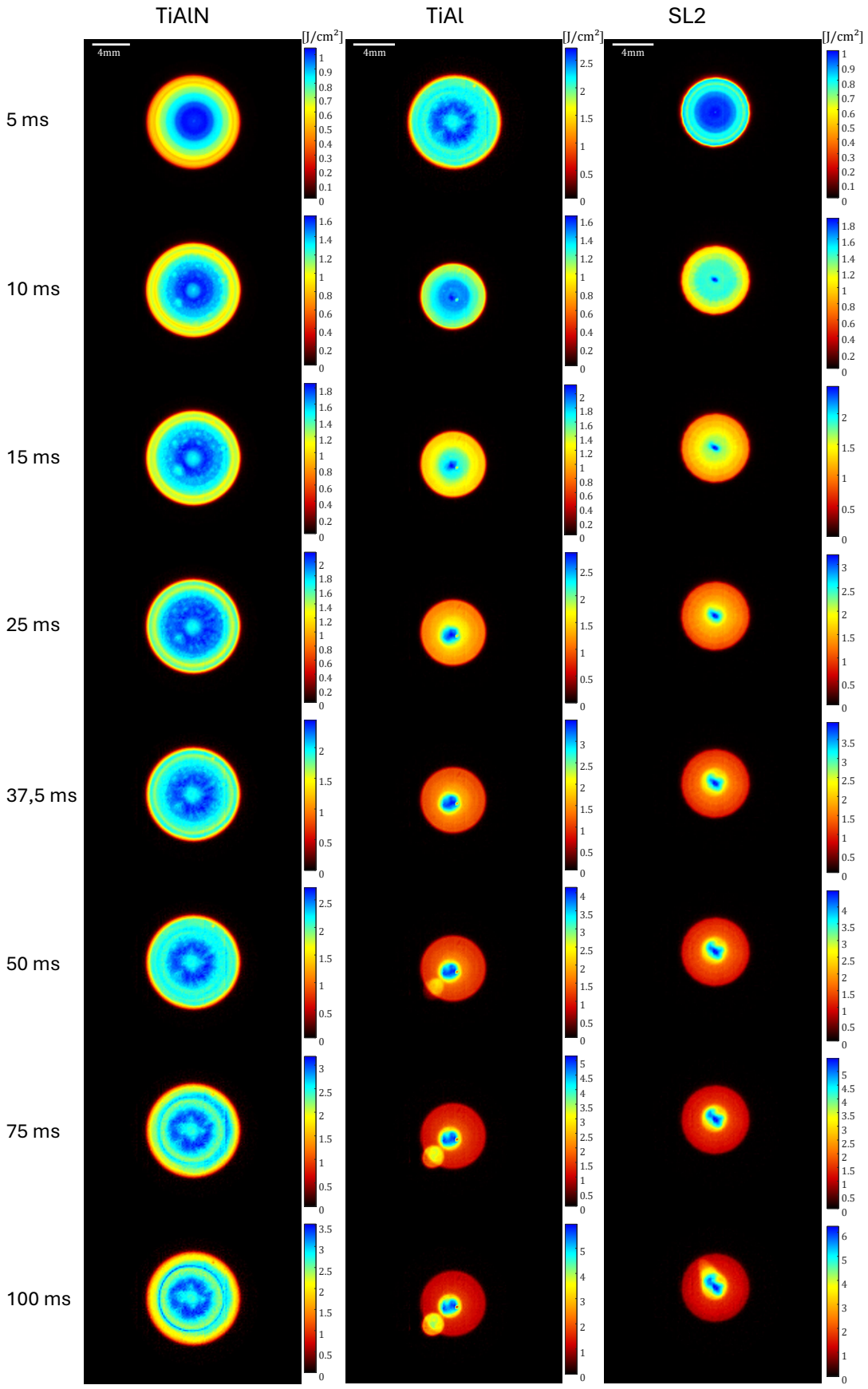


FIGURE 6.44 – Évolution temporelle de l'énergie surfacique lors d'un impact d'une goutte d'eau de $2,2\ mm$ de diamètre sur une surface de température $T_0 = 100$ °C à un nombre de Weber de 106. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

On observe principalement des différences entre la surface hydrophile TiAlN et les deux autres surfaces, plus hydrophobes. Cette Figure (6.44) permet ainsi de mieux appréhender le mécanisme d'évaporation du film liquide mince laissé par le recul du liquide sur la surface hydrophile (voir paragraphe 6.1.2). Comme montré précédemment, une grande partie du refroidissement se produit dans cette zone d'évaporation intense (Figure 6.27). Toutefois, après environ 100 ms, l'ensemble du film est complètement évaporé. On remarque alors que l'énergie transférée reste relativement faible comparée à celle échangée au centre. Cette observation s'explique par la combinaison d'une zone d'évaporation étendue mais associée à un film très mince.

Il est possible d'estimer l'épaisseur du film liquide mince à partir des cartes de densité de flux thermique. En intégrant l'énergie échangée sur la zone considérée, et en supposant que cette énergie est intégralement convertie en chaleur latente de vaporisation, on peut évaluer la masse de liquide évaporée. L'épaisseur correspondante du film s'en déduit alors directement à partir de cette masse et de la surface de la zone étudiée.

La Figure 6.45 présente la densité d'énergie échangée au cours de la phase d'évaporation du film liquide mince, c'est-à-dire après la fin de la phase d'impact à $t = 100$ ms. Il est alors possible de distinguer la zone correspondant à ce film mince du dôme principal de la goutte, ce qui permet de mesurer à la fois le rayon total de la goutte (r_{ext}) et le rayon du dôme (r_{int}).

La masse de liquide évaporée est obtenue par intégration spatiale de la densité d'énergie échangée sur la zone du film liquide mince. L'épaisseur moyenne de ce film est ensuite déduite à partir de cette masse et de la géométrie de la zone considérée, selon la relation :

$$h_{\text{film mince}} = \frac{V_{\text{film mince}}}{\pi \left(r_{\text{ext}}^2 - r_{\text{int}}^2\right)} \tag{6.25}$$

avec $V_{\text{film mince}} = \dfrac{m_{\text{film mince}}}{\rho_l}$.

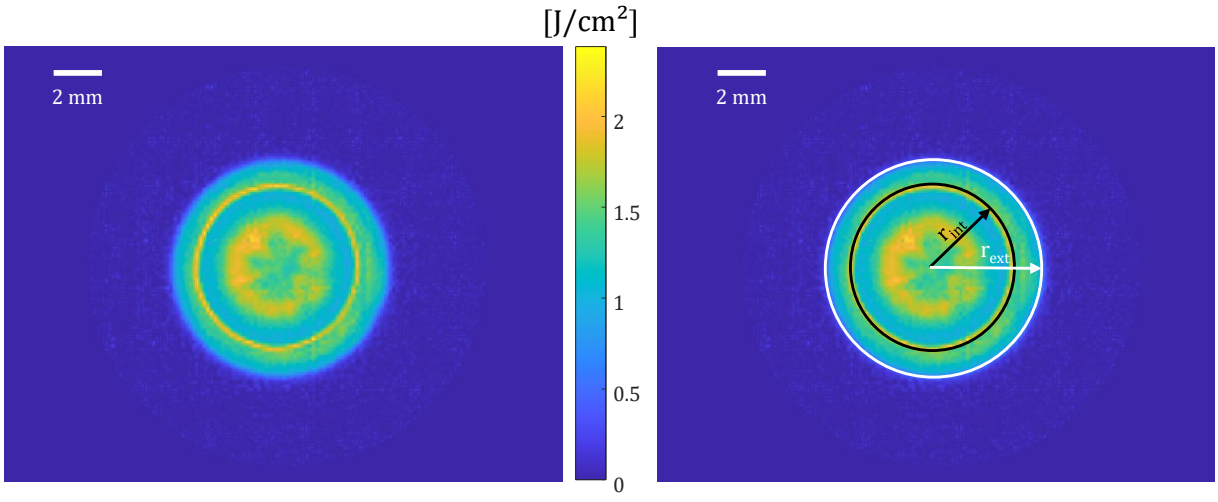


FIGURE 6.45 – Densité d'énergie surfacique 100 ms après l'impact d'une goutte de 2mm sur un dépôt hydrophile. À gauche est faite la distinction entre le dôme de la goutte et le film liquide à l'extérieur.

L'épaisseur du film liquide a été estimée sur de nombreux cas et est de l'ordre de $3,5 \pm 1$ µm. Cette technique, bien que perfectible, permet néanmoins d'obtenir une estimation fiable de l'ordre de grandeur du film. Des études supplémentaires seront nécessaire

pour voir si l'épaisseur finale dépend du facteur d'étalement maximal comme on peut le suspecter. Des études antérieures ont mesuré des épaisseurs de films résiduels similaires sur des surfaces chaudes et montrent des épaisseurs de films similaire lors d'assèchement de paroi [12].

6.6 Énergie échangée à l'impact

En intégrant le flux sur le temps ou l'énergie surfacique sur la surface, on obtient l'énergie échangé en fonction du temps :

$$\begin{aligned} E(t) &= \int_0^t Q(t)\ \mathrm{d}t \\ &= \int_0^{x_{lim}} \int_0^{y_{lim}} D(x,y,t)\ \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \\ E(t) &= \int_0^t \int_0^{x_{lim}} \int_0^{y_{lim}} q''(x,y,t)\ \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}t \end{aligned} \tag{6.26}$$

Les Figures 6.46 et 6.47 donnent l'énergie échangée au cours du temps lors des impacts présente dans la section précédente sur les flux (6.29 et 6.30). Comme attendu à 100 °C, l'énergie échangé est bien plus importante pour la surface hydrophile (TiAlN) que pour les deux autres surfaces (SL2 et TiAl) et l'écart se creuse avec le temps, conséquence d'un flux plus important due à une surface d'échange plus importante. À 200 °C, les trois surfaces affichent un comportement différent. Étant donné que la goutte est en rebond sec sur la surface hydrophobe, l'énergie échangée ne croit plus au cours du temps après la phase de rebond. L'énergie échangée est plus importante pour la surface hydrophile même si la croissance est plus important sur le TiAl (neutre) que sur le TiAlN (hydrophile) car le flux est plus important sur le TiAl (Figure 6.29).

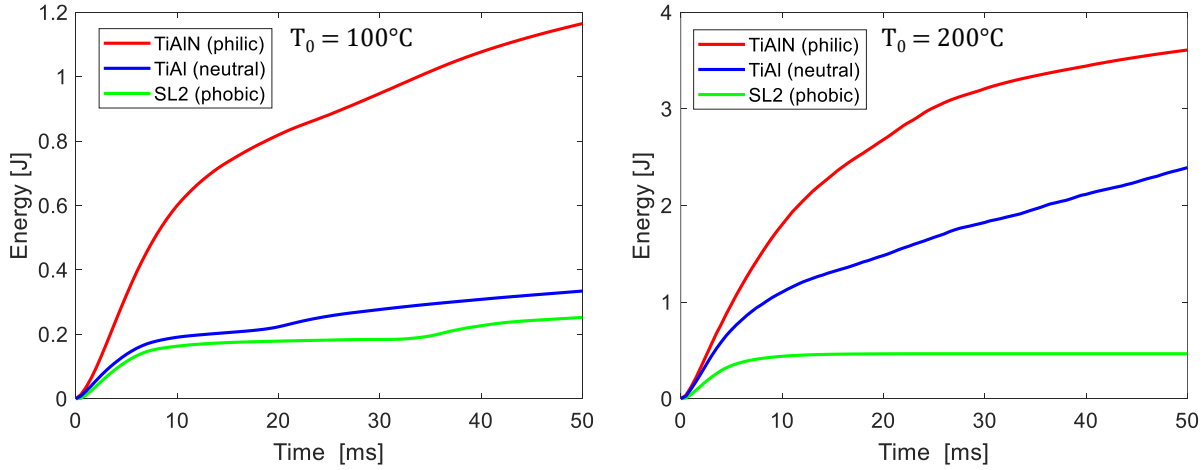


FIGURE 6.46 – Évolution temporelle de l'énergie échangée lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

À 250 °C, l'écart entre les surfaces TiAl et TiAlN se réduit, et à 300 °C, les deux surfaces présentent des évolutions temporelles de l'énergie échangée quasiment identiques. La surface SL2, en revanche, échange beaucoup moins d'énergie.

Pour TiAl et TiAlN, le régime d'impact n'est pas encore entièrement sec : une faible quantité de liquide subsiste après le départ des fragments liquides. Cependant, ce liquide résiduel disparaît rapidement par évaporation. Ainsi, après environ 15 ms, aucun contact liquide n'est plus observé et l'énergie échangée ne croît plus avec le temps. Si la température de la paroi continue d'augmenter, on s'attend à ce que les trois surfaces présentent des comportements convergents à l'approche du point de Leidenfrost, où on sait que la mouillabilité n'a plus d'influence significative sur l'échange de chaleur.

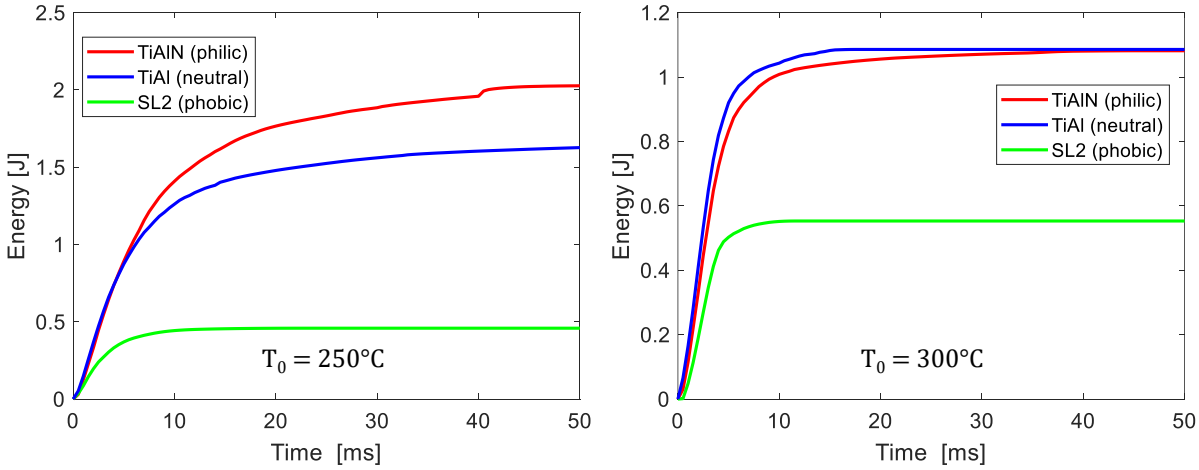


FIGURE 6.47 – Évolution temporelle de l'énergie échangée lors d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

L'ensemble des résultats concernant l'énergie échangée jusqu'à 50 ms est compilé dans une représentation tridimensionnelle, présentée à la Figure 6.48. Durant cette phase, la surface hydrophile (TiAlN) échange nettement plus d'énergie avec la paroi. À l'inverse, l'échange d'énergie très limité pour la surface hydrophobe (SL2) .

Pour des températures de substrat faible (typiquement inférieur à $T_0 = 140$ °C), l'échange est limité mais croit avec l'élévation de la température de substrat. À partir de $T_0 = 140$ °C, l'énergie échangée croit fortement notamment avec l'apparition rapide de la nucléation et est maximale pour une température initiale de $T_0 = 175$ °C pour les surfaces de TiAlN et TiAl. La surface hydrophobe ne suit pas cette tendance car l'impact à ces températures provoque un **rebond sec**, source de très peu d'échange d'énergie puisque le liquide repart sans avoir eu le temps d'échanger. Au-delà de ces températures, l'énergie échangée décroît avec l'élévation de la température de substrat notamment due au changement de régime : régime de **rebond humide** ou **fracturation**, là aussi source d'un plus faible échange d'énergie (puisqu'une grande partie de la masse repart sans avoir eu un temps aussi important pour les échanges). Pour la surface hydrophile (TiAlN), l'énergie échangée croit avec le nombre de Weber, qui est source d'un étalement plus important et donc d'une surface d'échange plus importante.

Pour la surface neutre (TiAl), l'énergie échangée croît avec le nombre de Weber jusqu'à $We = 60$, atteint un minimum pour $We = 80$, puis augmente de nouveau pour des températures de paroi proches du maximum d'énergie échangée (ici $T_0 = 175$ °C). Ce comportement peut être relié à la dynamique de l'impact. À faible nombre de Weber, le recul de la goutte est limité et n'aboutit pas au rebond. Lorsque le nombre de Weber augmente, la phase de recul devient de plus en plus marquée, même si la nucléation tend à la ralentir. Autour de $We = 80$, le recul est suffisamment intense pour que le comportement s'apparente à un rebond, ce qui réduit l'énergie échangée au cours des 50 premières millisecondes. Une partie de la goutte se détache et le liquide mouillant reste limité. Cependant, pour des nombres de Weber supérieurs, l'étalement initial devient suffisamment important pour que la nucléation et la formation de bulles freinent et bloquent partiellement la phase de recul, empêchant le rebond et entraînant ainsi une augmentation de l'énergie échangée.

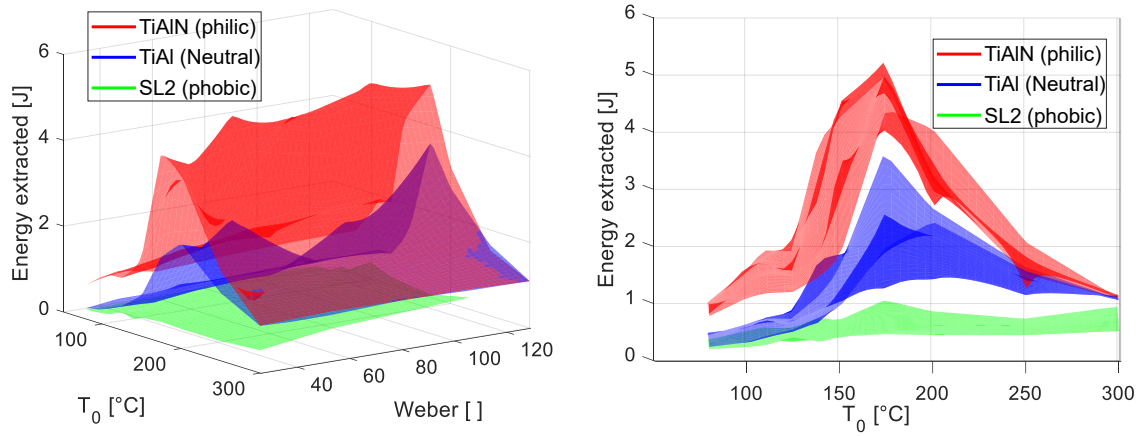


FIGURE 6.48 – Représentation tridimensionnelle de l'énergie totale échangée à 50 ms millisecondes de l'impact d'une goutte de $2,2\ mm$ sur une paroi de mouillabilité différente pour des températures initiales de 80 à 300 °C à différent nombre de Weber. $CA_{TiAlN} = 10°$, $CA_{TiAl} = 70°$ et $CA_{SL2} = 100°$.

6.6.1 Efficacité du refroidissement

Associé au modèle d'étalement, Pasandideh *et al.* [13] ont développé un modèle de l'efficacité de refroidissement de la paroi, notée ϵ. Cette efficacité s'exprime par le rapport entre l'énergie extraite et la quantité d'énergie que la goutte peut absorber divisée par la chaleur spécifique :

$$\epsilon = \frac{\int_0^t \int_0^A q'' \, \mathrm{d}A \, \mathrm{d}t}{mC_p\Delta T} \tag{6.27}$$

Pour calculer l'énergie échangée avec la paroi, ces auteurs supposent que celle-ci peut être approximée par :

$$Q \approx q'' \, A_{\max} \, t_c, \tag{6.28}$$

où q'' est la densité de flux, $A_{\max}$ la surface maximale atteinte par la goutte, que l'on peut approximer par $A_{\max} = \pi/4 \, \beta_{\max}^2 \, d_0^2$, et t_c le temps nécessaire pour atteindre $\beta_{\max}$. Avec

$$q'' = k\frac{\Delta T}{2d_0} Re^{0,5} Pr^{0,4} \tag{6.29}$$

il est finalement possible d'obtenir l'efficacité du refroidissement,

$$\epsilon = \frac{2}{Re^{0,5} Pr^{0,6}} \beta_{max}^2 \tag{6.30}$$

Ce modèle ainsi que les mesures expérimentale sont visibles sur la Figure 6.49. Expérimentalement, l'énergie échangée est calculée en intégrant la densité de flux sur la surface de la goutte de t_{impact} à $t^* = 2,67$: $\int_0^{t^*=2,67} \int_0^{A(t^*=2,67)} q'' \mathrm{d}A\mathrm{d}t$. Comme la courbe théorique le prédit, l'efficacité de la surface hydrophile diminue alors qu'elle augmente sur des surfaces neutres et hydrophobe. Cela signifie que pour la surface hydrophile, le facteur $Re^{0,5}$ augmentant plus vite que le facteur β_{max}^2. Pour la surface hydrophile, le modèle d'étalement sous-estime l'étalement maximal ce qui sous-estime l'efficacité thermique.

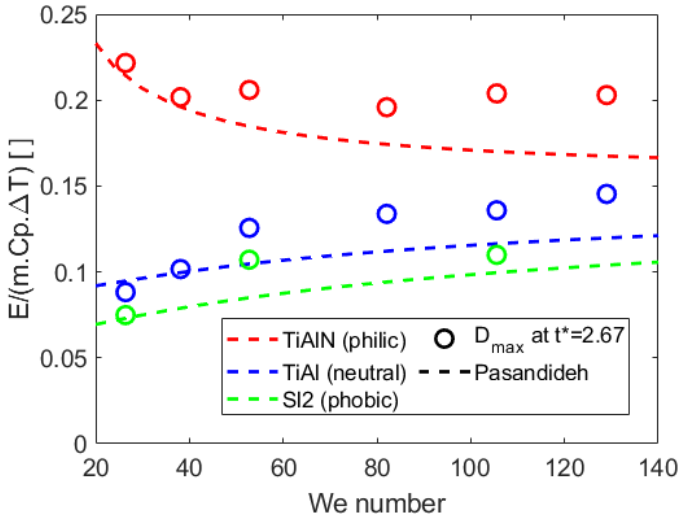


FIGURE 6.49 – Efficacité du refroidissement $E_{exp}/(mCp\Delta T)$ en fonction du nombre de We pour les 3 surfaces de mouillabilité différentes avec comparaison du modèle de Pasandideh-Fard *et al.* [13] à 100 °C.

6.7 Conclusion

Ce chapitre s'est concentré sur l'étude détaillée de la phase d'impact d'une goutte sur une surface chauffée, en analysant les mécanismes d'étalement, de recul et d'échange thermique qui l'accompagnent. Cette phase correspond au temps nécessaire pour que l'écoulement se dissipe sous l'effet des frottements visqueux après l'impact. Pour les gouttes millimétriques considérées ici, sa durée typique est d'environ 50 ms, bien qu'elle puisse être plus courte lorsque le temps de résidence de la goutte devient inférieur à cette valeur.

Dans un premier temps, l'évolution du facteur d'étalement a été examinée en fonction de la mouillabilité, de la température du substrat et du nombre de Weber. À basse température, les surfaces hydrophiles favorisent un étalement plus important que les surfaces neutres ou hydrophobes, ces dernières présentant des comportements proches. Toutefois, la surface hydrophobe se distingue par un recul plus prononcé, susceptible d'engendrer la formation d'un jet liquide central qui peut se fragmenter. Lorsque la température de paroi augmente, l'influence de la mouillabilité s'atténue progressivement, et à $T_0 = 300$ °C, le nombre de Weber devient le paramètre dominant contrôlant l'étalement maximal.

Le moment d'apparition de la première nucléation joue un rôle déterminant dans la dynamique de l'impact. Une nucléation survenant après l'étalement maximal perturbe la phase de recul, tandis qu'une nucléation plus précoce engendre des instabilités du bourrelet et déstabilise la goutte. Lorsque la nucléation se produit dès le début de l'impact, à très haute température, les effets thermiques entraînent un raccourcissement du temps de contact et une perte d'adhérence du liquide à la surface, conduisant à des régimes de rebond sec ou de mouillage partiel, dont le comportement se rapproche de celui observé en régime de Leidenfrost.

Dans une seconde partie, plusieurs modèles d'estimation du flux thermique ont été développés et comparés. Ces modèles dérivent du modèle unidimensionnel de conduction thermique transitoire entre deux matériaux, adapté pour intégrer l'effet de la convection interne dans la goutte en étalement. Le modèle donnant le meilleur accord avec les mesures expérimentales ne se limite pas à multiplier la densité de flux par la surface mouillée, mais considère des densités de flux temporellement déphasées. Néanmoins, cette approche demeure valide uniquement à basse température, avant que les phénomènes d'ébullition vigoureuse ne dominent le transfert thermique.

L'analyse expérimentale montre que le flux maximal croît avec la température du substrat, la mouillabilité et le nombre de Weber. Ce comportement s'explique par le fait que le flux global résulte du produit de la densité de flux par la surface mouillée. Ainsi, bien que la densité de flux de chaleur décroisse globalement avec le temps, le flux maximal survient durant la phase d'étalement, à environ 85 % de l'étalement maximal, indépendamment des paramètres d'impact.

L'énergie totale échangée au cours de l'impact augmente avec la température jusqu'à environ 175 °C, où le transfert thermique atteint un optimum. Au-delà, cette énergie diminue, en raison de la transition vers des régimes de rebond ou de fragmentation précoce, qui réduisent le temps de résidence de la goutte et, par conséquent, l'efficacité globale de l'échange thermique.

En résumé, ce chapitre met en évidence les interactions complexes entre phénomènes hydrodynamiques et thermiques lors de la phase d'impact. Il apporte une vision intégrée et quantitative des mécanismes couplant étalement, transfert de chaleur et ébullition, constituant ainsi une base solide pour l'analyse des régimes d'impacts.

6.8 Figures

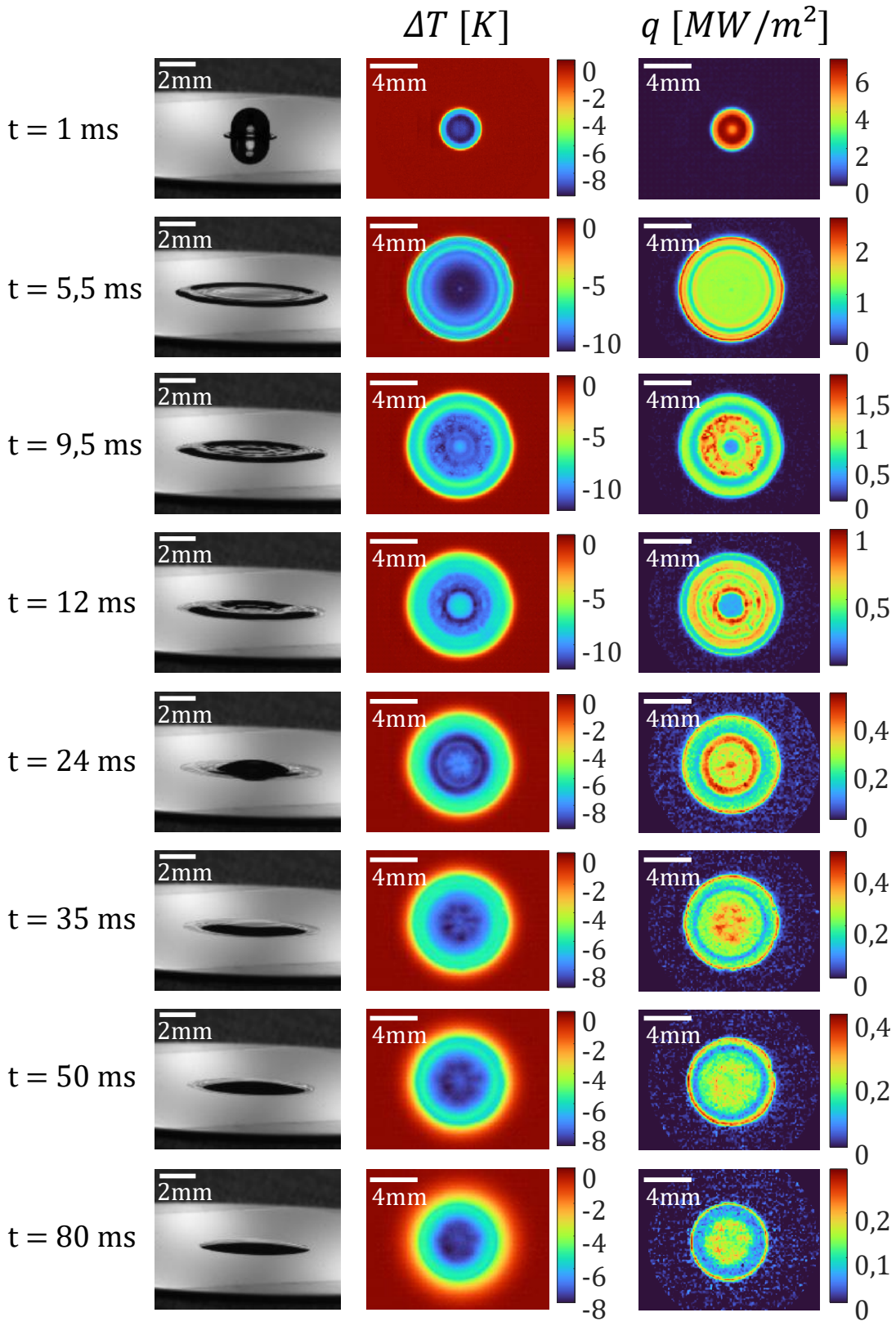


FIGURE 6.50 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts de TiAlN très hydrophile à différents temps. La surface est à $T_0 = 100$ °C et le nombre de Weber est de 53.

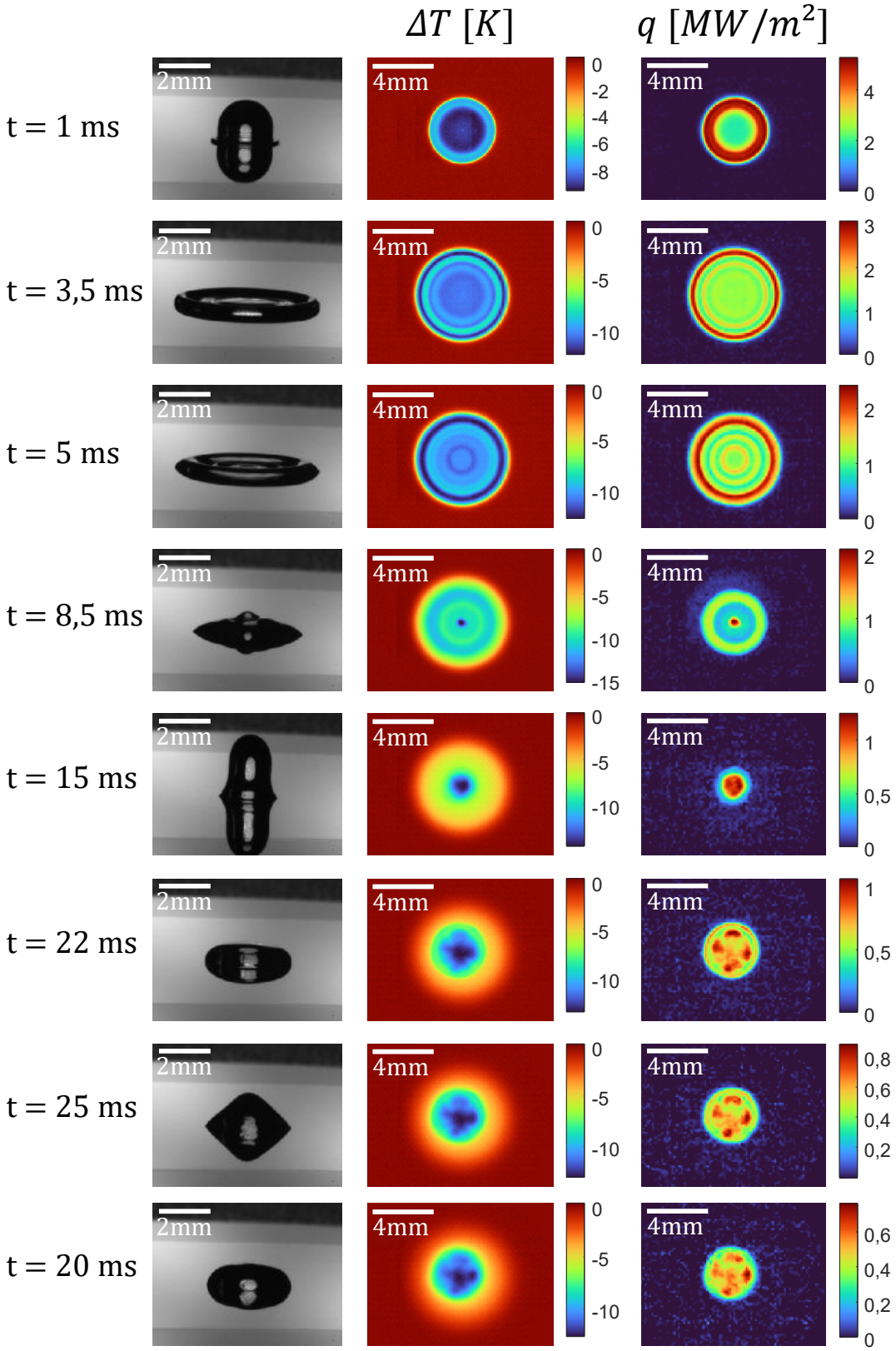


FIGURE 6.51 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts de TiAl hydrophile/neutre à différents temps. La surface est à $T_0 = 100$ °C et le nombre de Weber est de 53.

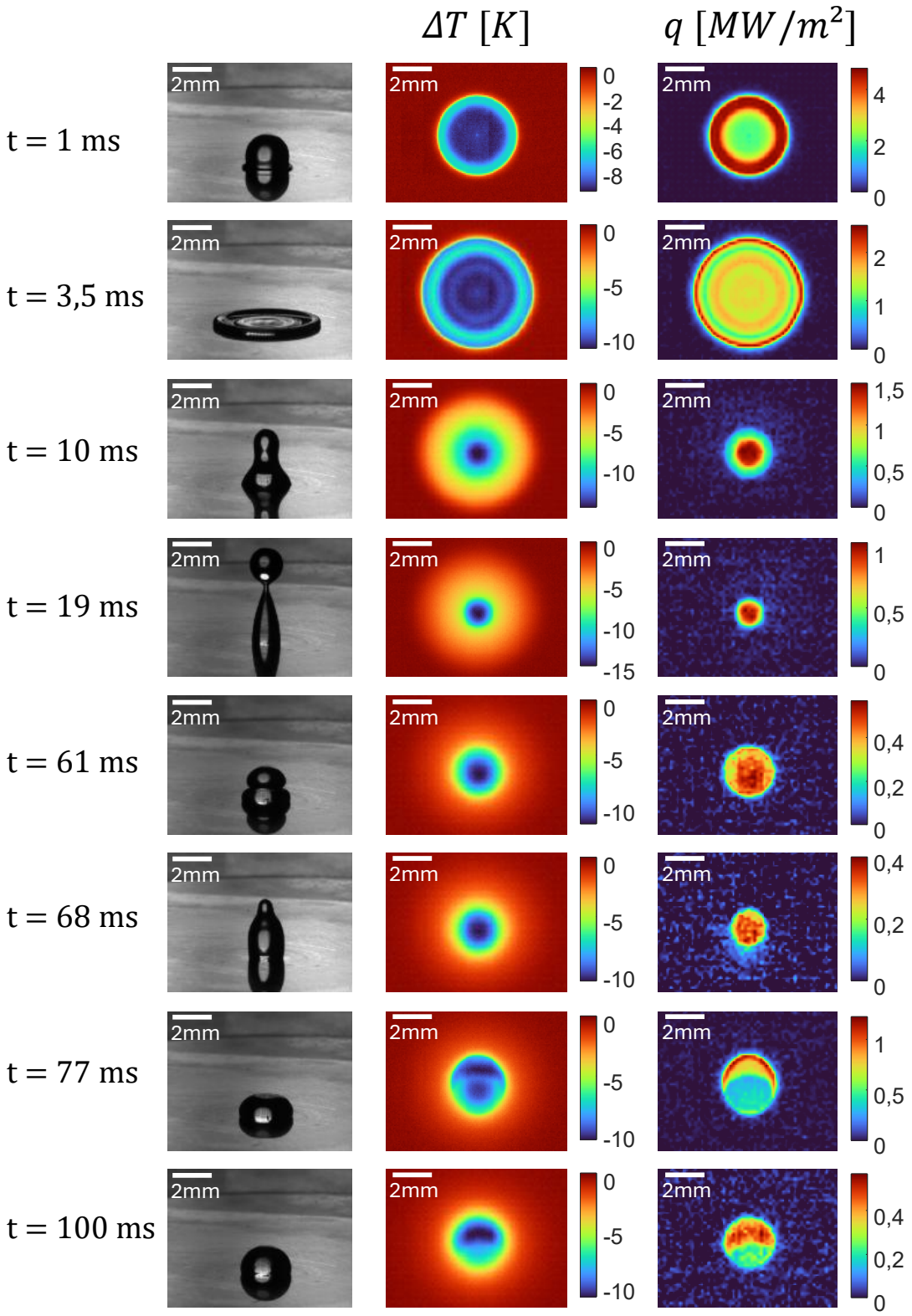


FIGURE 6.52 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2$ mm de diamètre sur du saphir avec un dépôts de SL2 hydrophobe à différents temps. La surface est à $T_0 = 100$ °C et le nombre de Weber est de 53.

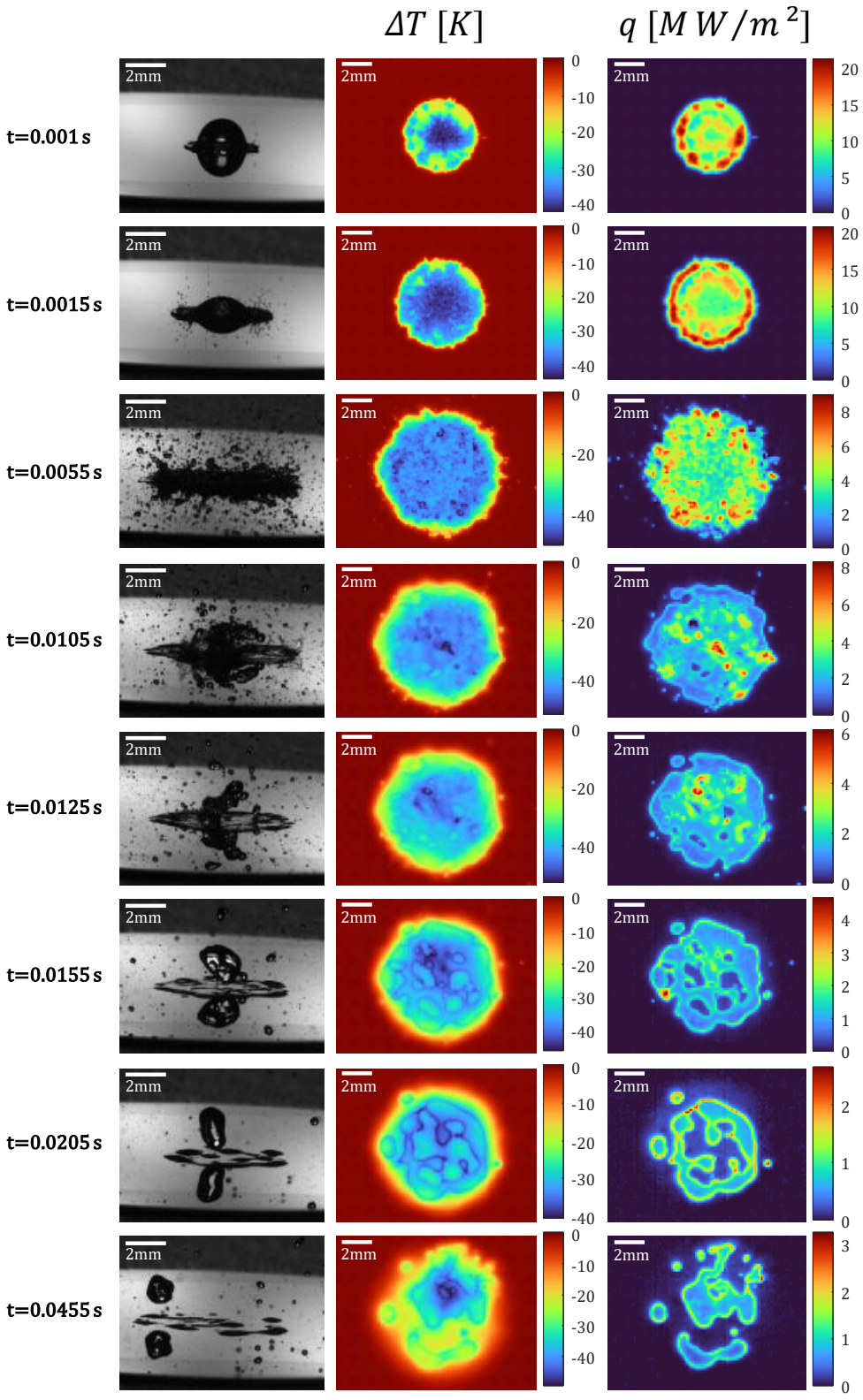


FIGURE 6.53 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts de TiAlN très hydrophile à différents temps. La surface est à $T_0 = 200$ °C et le nombre de Weber est de 53.

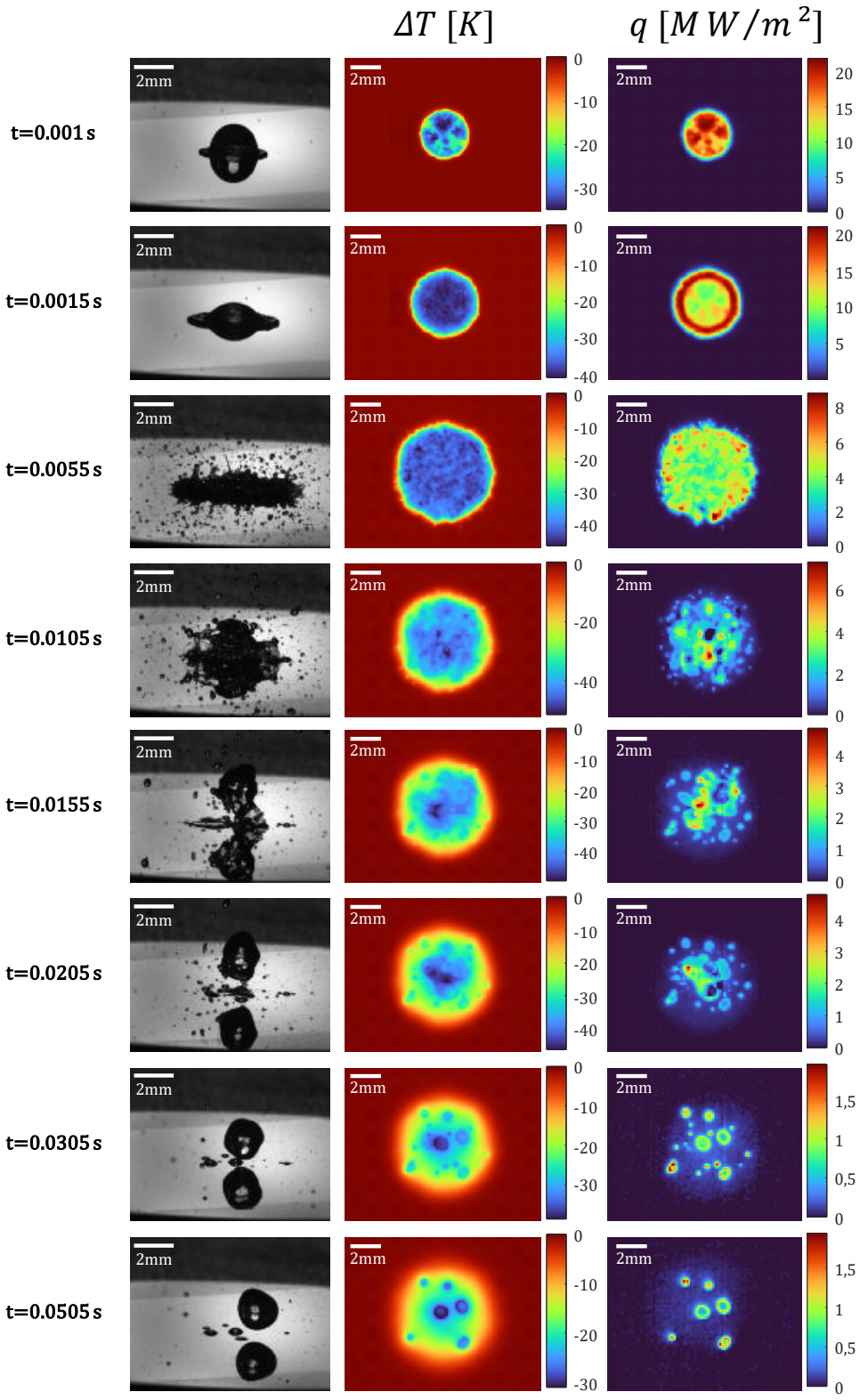


FIGURE 6.54 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts de TiAl hydrophile/neutre à différents temps. La surface est à $T_0 = 200$ °C et le nombre de Weber est de 53.

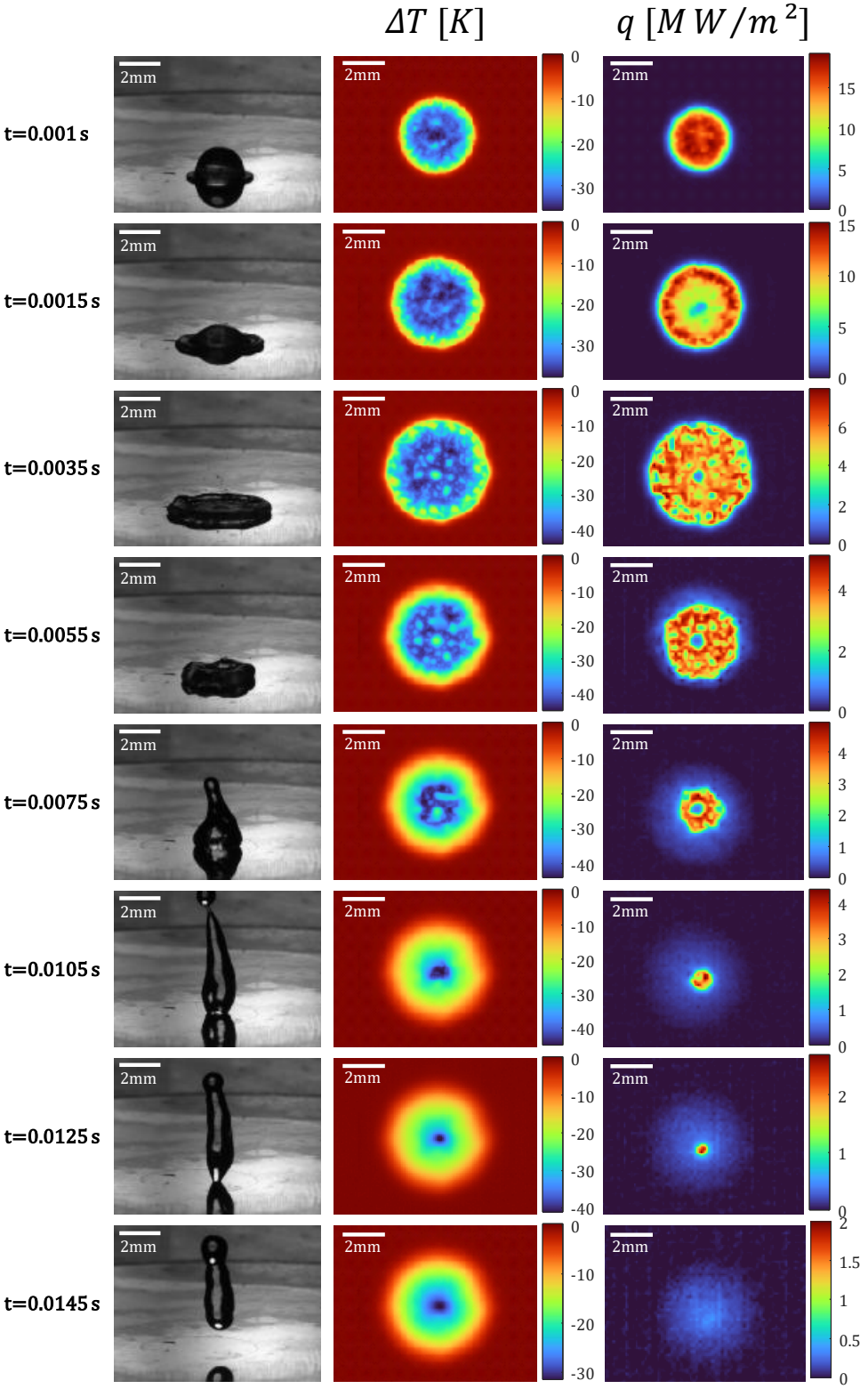


FIGURE 6.55 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2$ mm de diamètre sur du saphir avec un dépôts de SL2 hydrophobe à différents temps. La surface est à $T_0 = 200$ °C et le nombre de Weber est de 53.

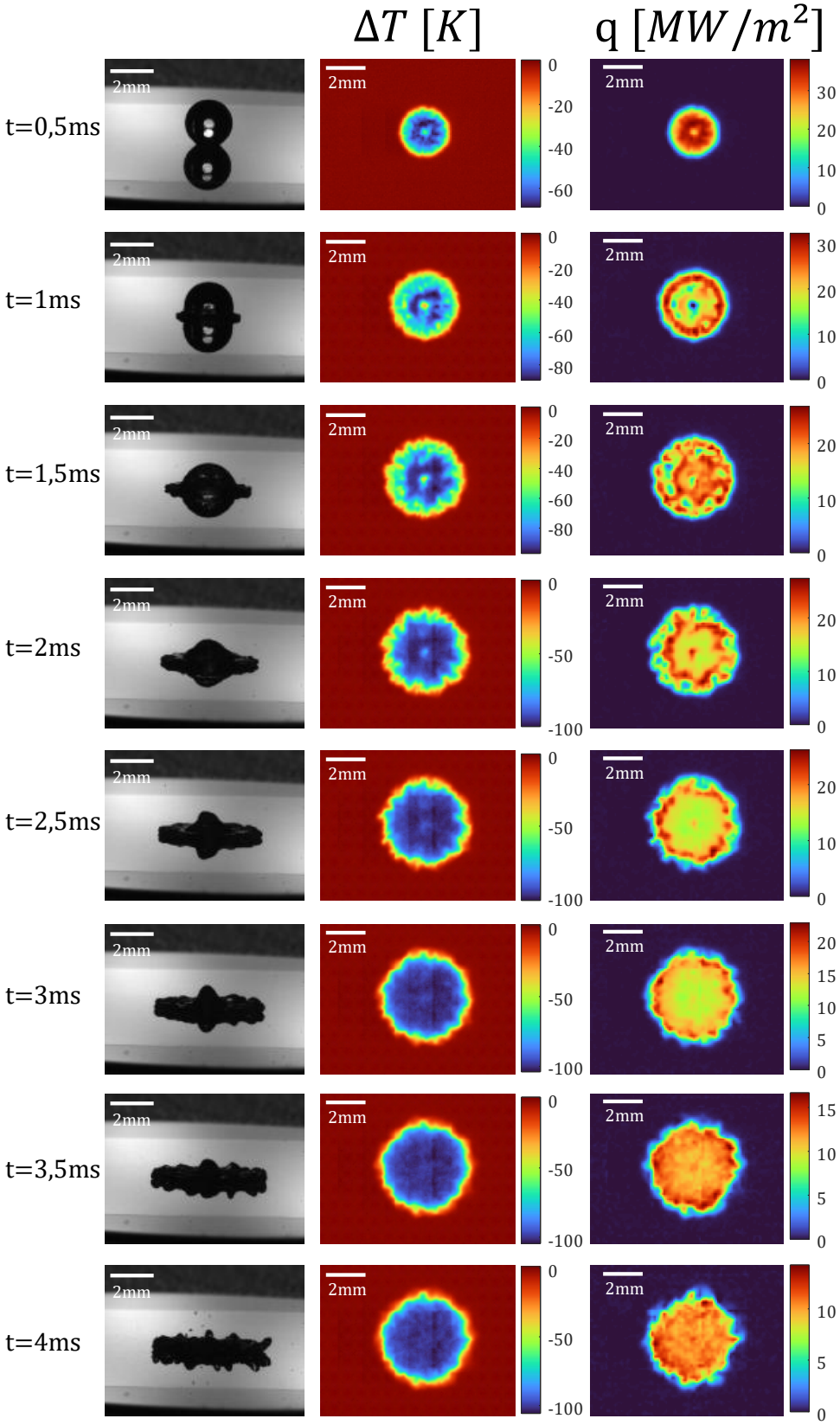


FIGURE 6.56 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts peu hydrophile ($Ca \simeq 70°$) à différents temps. La surface est à $T_0 = 300$ °C et le nombre de Weber est de 26.

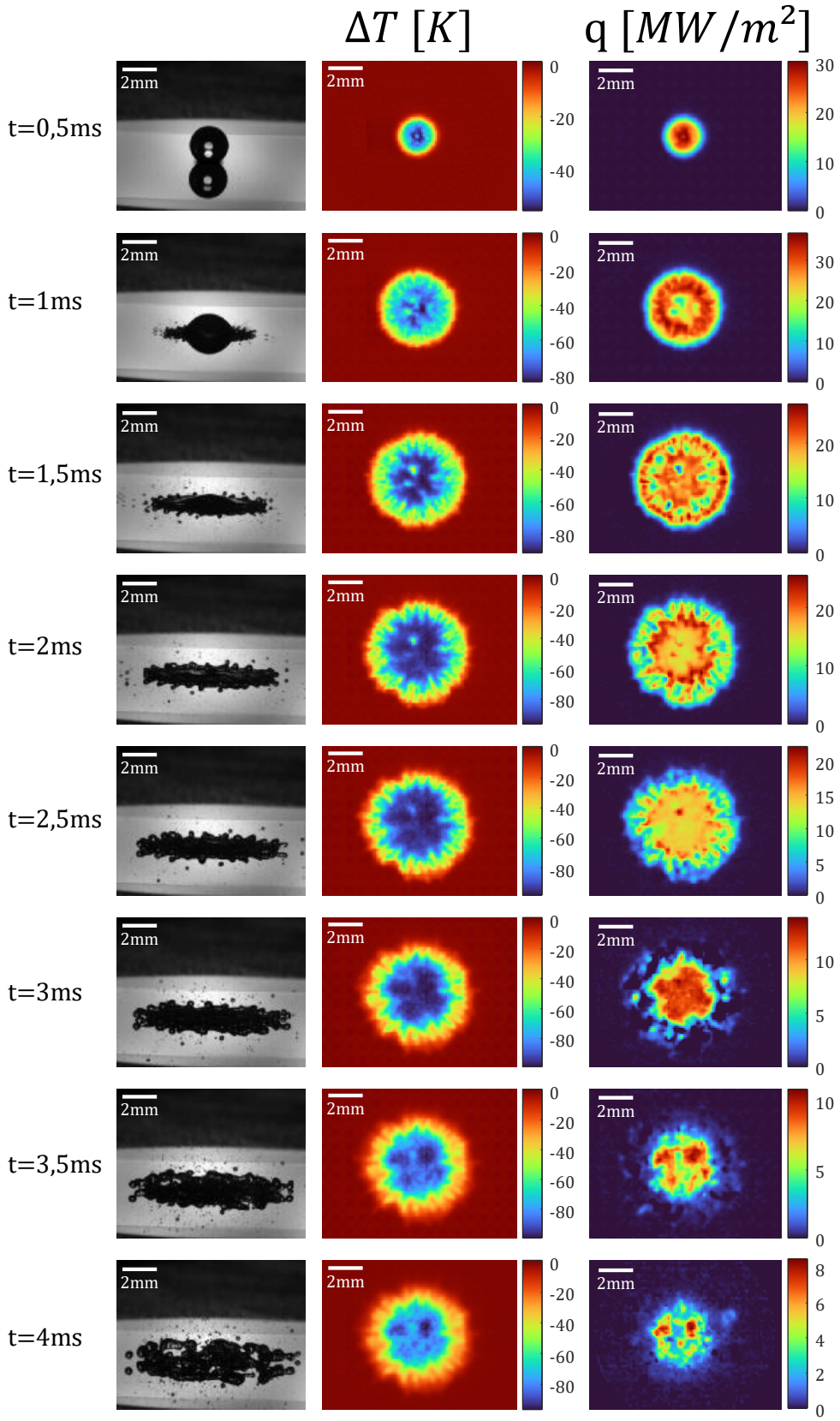


FIGURE 6.57 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts peu hydrophile ($Ca \simeq 70°$) à différents temps. La surface est à $T_0 = 300$ °C et le nombre de Weber est de 130.

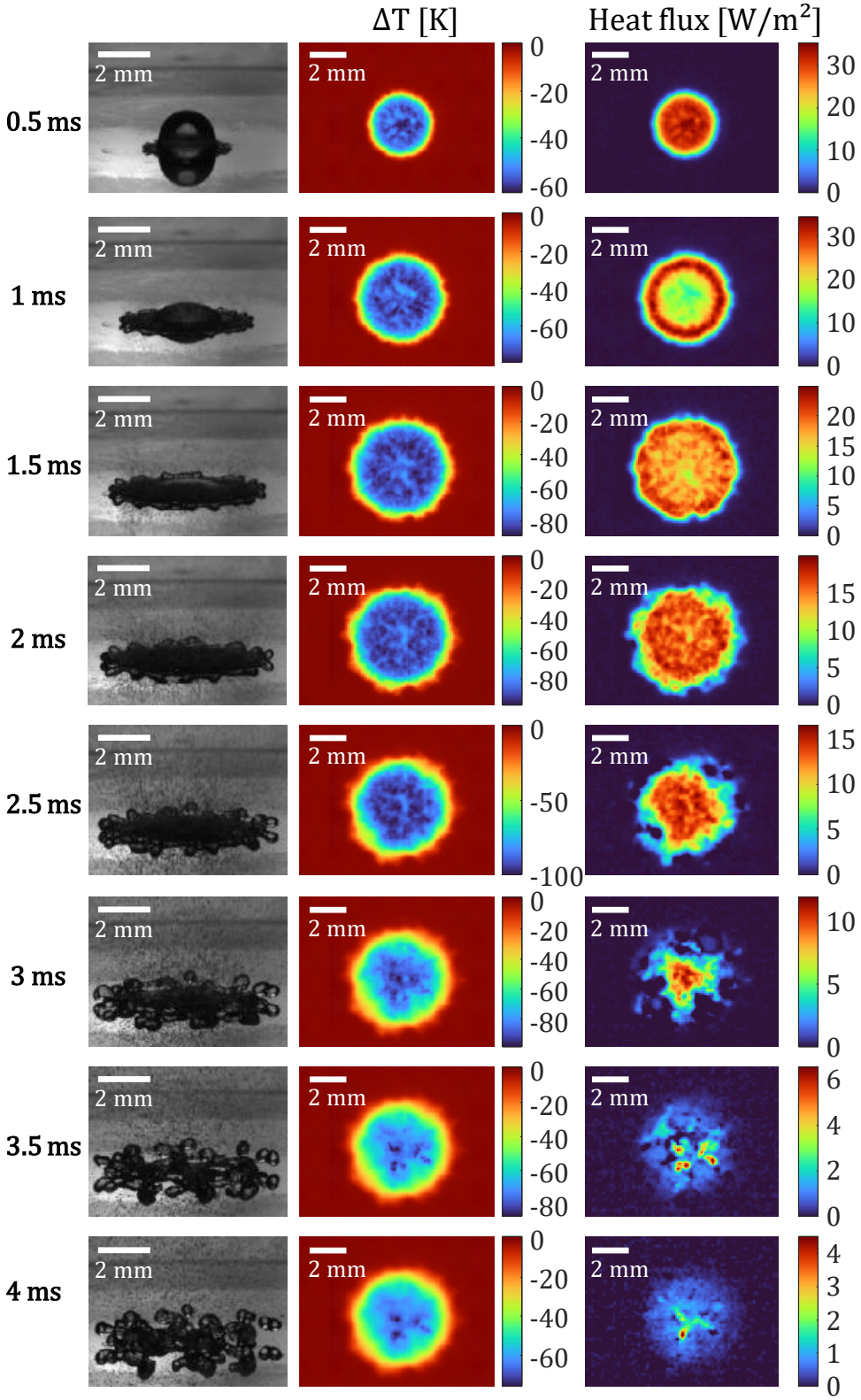


FIGURE 6.58 – Photographies à gauche, température réduite au centre et densité de flux d'un impact d'une goutte de $2,2\ mm$ de diamètre sur du saphir avec un dépôts hydrophobe ($Ca \simeq 110°$) à différents temps. La surface est à $T_0 = 300$ °C et le nombre de Weber est de 106.

Bibliographie

[1] M. Pasandideh-Fard, Y. M. Qiao, S. Chandra et J. Mostaghimi, « Capillary effects during droplet impact on a solid surface, » *Physics of Fluids*, t. 8, n° 3, p. 650-659, 1996, issn : 1070-6631. doi : 10.1063/1.868850

[2] I. V. Roisman, « Fast forced liquid film spreading on a substrate : flow, heat transfer and phase transition, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 656, p. 189-204, 2010, issn : 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112010001126

[3] J. Breitenbach, I. V. Roisman et C. Tropea, « Heat transfer in the film boiling regime : Single drop impact and spray cooling, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 110, p. 34-42, 2017, issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.004

[4] G. Castanet, O. Caballina, W. Chaze, R. Collignon et F. Lemoine, « The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 160, p. 120 126, 2020, issn : 0017-9310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120126

[5] A. L. Yarin et D. A. Weiss, « Impact of drops on solid surfaces : self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 283, p. 141-173, 1995, issn : 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112095002266

[6] B. Ramos-Alvarado, S. Kumar et G. P. Peterson, « Solid–Liquid Thermal Transport and Its Relationship with Wettability and the Interfacial Liquid Structure, » *The Journal of Physical Chemistry Letters*, t. 7, n° 17, p. 3497-3501, 2016, Publisher : American Chemical Society. doi : 10.1021/acs.jpclett.6b01605

[7] N. Shenogina, R. Godawat, P. Keblinski et S. Garde, « How Wetting and Adhesion Affect Thermal Conductance of a Range of Hydrophobic to Hydrophilic Aqueous Interfaces, » *Physical Review Letters*, t. 102, n° 15, p. 156 101, 2009, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.156101

[8] L. Xue, P. Keblinski, S. R. Phillpot, S. U.-S. Choi et J. A. Eastman, « Two regimes of thermal resistance at a liquid–solid interface, » *The Journal of Chemical Physics*, t. 118, n° 1, p. 337-339, 2003, issn : 0021-9606. doi : 10.1063/1.1525806

[9] G. Castanet, W. Chaze, O. Caballina, R. Collignon et F. Lemoine, « Transient evolution of the heat transfer and the vapor film thickness at the drop impact in the regime of film boiling, » en, *Physics of Fluids*, t. 30, n° 12, p. 122 109, 2018, Number : 12, issn : 1070-6631, 1089-7666. doi : 10.1063/1.5059388

[10] I. V. Roisman, J. Breitenbach et C. Tropea, « Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 842, p. 87-101, 2018, issn : 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2018.123

[11] M. Shirota, M. A. J. van Limbeek, C. Sun, A. Prosperetti et D. Lohse, « Dynamic Leidenfrost Effect : Relevant Time and Length Scales, » *Physical Review Letters*, t. 116, n° 6, p. 064 501, 2016, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.064501

[12] C. B. Tibiriçá, F. J. do Nascimento et G. Ribatski, « Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, t. 34, n° 4, p. 463-473, 2010, issn : 0894-1777. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2009.03.009

[13] M. Pasandideh-Fard, S. D. Aziz, S. Chandra et J. Mostaghimi, « Cooling effectiveness of a water drop impinging on a hot surface, » *International Journal of Heat and Fluid Flow*, t. 22, n° 2, p. 201-210, 2001, issn : 0142-727X. doi : 10.1016/S0142-727X(00)00086-2

Chapitre 7

Études des régimes et leurs conséquences sur le refroidissement de la paroi

Après avoir analysé en détail la phase d'impact et les phénomènes thermiques qui l'accompagnent, l'étude se concentre désormais sur la phase post-impact, correspondant à la période suivant la dissipation visqueuse et la perte progressive de l'énergie cinétique issue de l'impact. On considère ainsi la partie restante du temps de résidence de la goutte au contact de la paroi, lorsque ce contact persiste. Par définition, cette phase concerne des températures de substrat basses à intermédiaires, car au-delà d'une certaine température, la goutte perd son adhérence et adopte des comportements de rebond sec, de mouillage partiel ou de fragmentation précoce qui réduisent considérablement le contact avec la paroi.

Dans un premier temps, l'attention sera portée sur les situations où l'évaporation constitue le seul mécanisme de disparition du liquide. Dans un second temps, seront examinées les phases à plus haute température, où l'ébullition intervient et où différents régimes d'ébullition peuvent s'établir — voire se succéder — au cours de la vie de la goutte. Enfin, une analyse de l'influence relative de chacun de ces régimes sur le refroidissement global de la surface sera proposée, afin de mieux comprendre leur rôle dans l'efficacité du transfert thermique.

7.1 Phase d'évaporation

L'étude se focalise ici sur les phases d'évaporation, en l'absence de toute nucléation. Si la température de la paroi T_0 est inférieure ou légèrement supérieure à la température de saturation de l'eau, la goutte s'évaporer entièrement sans ébullition.

De manière générale, aucune nucléation n'est observée avant :
- $T_0 = 125$ °C pour la surface hydrophile (TiAlN),
- $T_0 = 110$ °C pour la surface dite neutre (TiAl),
- $T_0 = 100$ °C pour la surface hydrophobe (revêtement SL2).

Ces seuils sont cohérents avec les régimes de mouillage et les modes de transfert thermique décrits au Chapitre 5. Cependant, le cadre de réflexion est plus large. D'une part, même lorsqu'une ébullition se produit, elle peut être précédée d'une phase d'évaporation si le temps d'apparition de la première nucléation est suffisamment long. D'autre part, il est

fréquemment observé que la phase finale de la vie de la goutte correspond également à une phase d'évaporation : l'ébullition, d'abord vigoureuse, tend à s'éteindre progressivement, laissant subsister une ou plusieurs gouttes résiduelles qui s'évaporent sur la paroi, parfois à des températures encore très élevées. Ce comportement est observé sur les trois surfaces étudiées, mais il est particulièrement marqué pour le revêtement TiAlN, comme l'illustre la Figure 6.22.

7.1.1 Cas d'évaporation totale

La Figure 7.1 présente différents temps de cas typiques d'évaporations sur la surface hydrophile (TiAlN), sur la surface neutre (TiAl) et sur la surface hydrophobe (SL2) à 100°C.

Pour la surface hydrophile TiAlN, on constate un angle de contact très faible sur les images ombroscopiques. Son estimation n'est pas évidente, mais il semble rester à peu près constant, et en tout cas très faible, tout au long de l'évaporation. Le rayon d'étalement diminue constamment avec le temps, ce qui est également visible sur les images de température réduite et de flux. La température moyenne de la surface sous la goutte décroît légèrement avec le temps lorsque la goutte se rétrécit, et la densité de flux maximale ainsi que la température minimale se situent sur le bord de la goutte, à la ligne triple. Enfin, cette densité de flux maximale semble rester pratiquement constante au cours du temps aux environs de 0,4 MW/m^2.

Pour la surface TiAl, on observe sur les images ombroscopiques un angle de contact initial d'environ 60°, qui se réduit progressivement au fur et à mesure de l'évaporation. En revanche, le rayon d'étalement semble rester constant. Une fois qu'un angle critique est atteint, la goutte se rétracte brutalement, au moment où la température moyenne sous la goutte est la plus faible. Quelques bulles sont observables durant les premières secondes suivant l'impact avant de disparaître. A 100 °C, il est difficile d'éviter l'apparition de telles bulles. Là encore, la densité de flux est clairement maximale au niveau de la ligne triple (y compris autour des bulles).

Pour la surface hydrophobe, l'angle de contact reste très élevé tout au long du processus d'évaporation. La densité de flux maximale se situe également au bord de la goutte, mais avec un contraste beaucoup moins marqué. Les valeurs de flux atteintes se rapprochent du bruit de mesure.

La baisse de température de la surface et la densité de flux sont directement corrélées à la mouillabilité. Elles augmentent significativement pour TiAlN par rapport à TiAl, ce dernier étant supérieur à la surface SL2. En conséquence, la durée totale de l'évaporation de la goutte varie considérablement : environ 7 s pour TiAlN, 22 s pour TiAl, et plus de 70 s pour SL2. Ces différences sont donc très marquées.

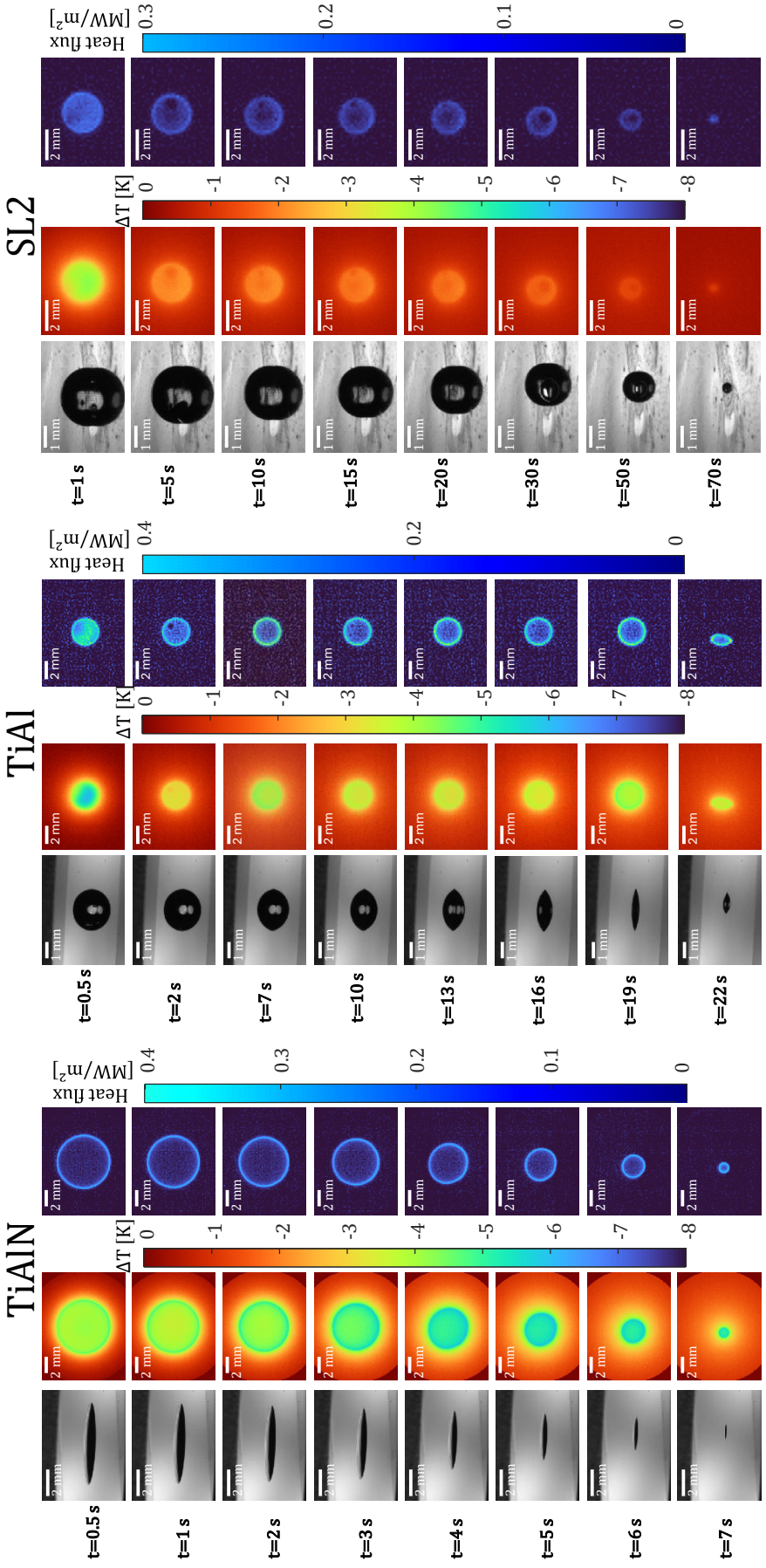


FIGURE 7.1 – Photographie, cartes de température et de densité de flux de la phase d'évaporation sur les surfaces de TiAlN, TiAl et SL2 à 100 °C après un impact à $We = 55$.

La Figure 7.2 montre les mêmes cas que la Figure 7.1, mais axi-symétrisés, ce qui permet, dans le cas de SL2, de réduire les effets du bruit. Cette représentation permet de visualiser clairement l'évolution du rayon de la goutte et l'importance de la ligne triple.

Pour chaque surface, on peut identifier des modes d'évaporation liés au déplacement de la ligne triple sur le bord de la goutte :

— Pour TiAlN, l'évaporation semble correspondre à un mode à angle de contact constant (CCA, Constant Contact Angle), avec un angle de contact d'environ 10° et un rayon variant de $d_0/2$ à 0 de manière continue.

— Pour la surface TiAl, le mode observé est de type "stick-jump (SJ)". L'angle de contact diminue initialement jusqu'à atteindre une valeur critique. Il s'ensuit alors une série de sauts dans l'évolution du rayon de la goutte.

— Pour la surface SL2, le rayon décroît approximativement de manière linéaire avec le temps, ce qui ne correspond à aucun mode classique rapporté dans la littérature (Section 1.4.2). Ce comportement peut être assimilé à un "mélange des modes SS et SJ". À partir de 55 s, la goutte entre légèrement en ébullition, ce qui perturbe la symétrie circulaire des fluctuations de température et de flux, brouillant ainsi les résultats présentés sur la Figure 7.2.

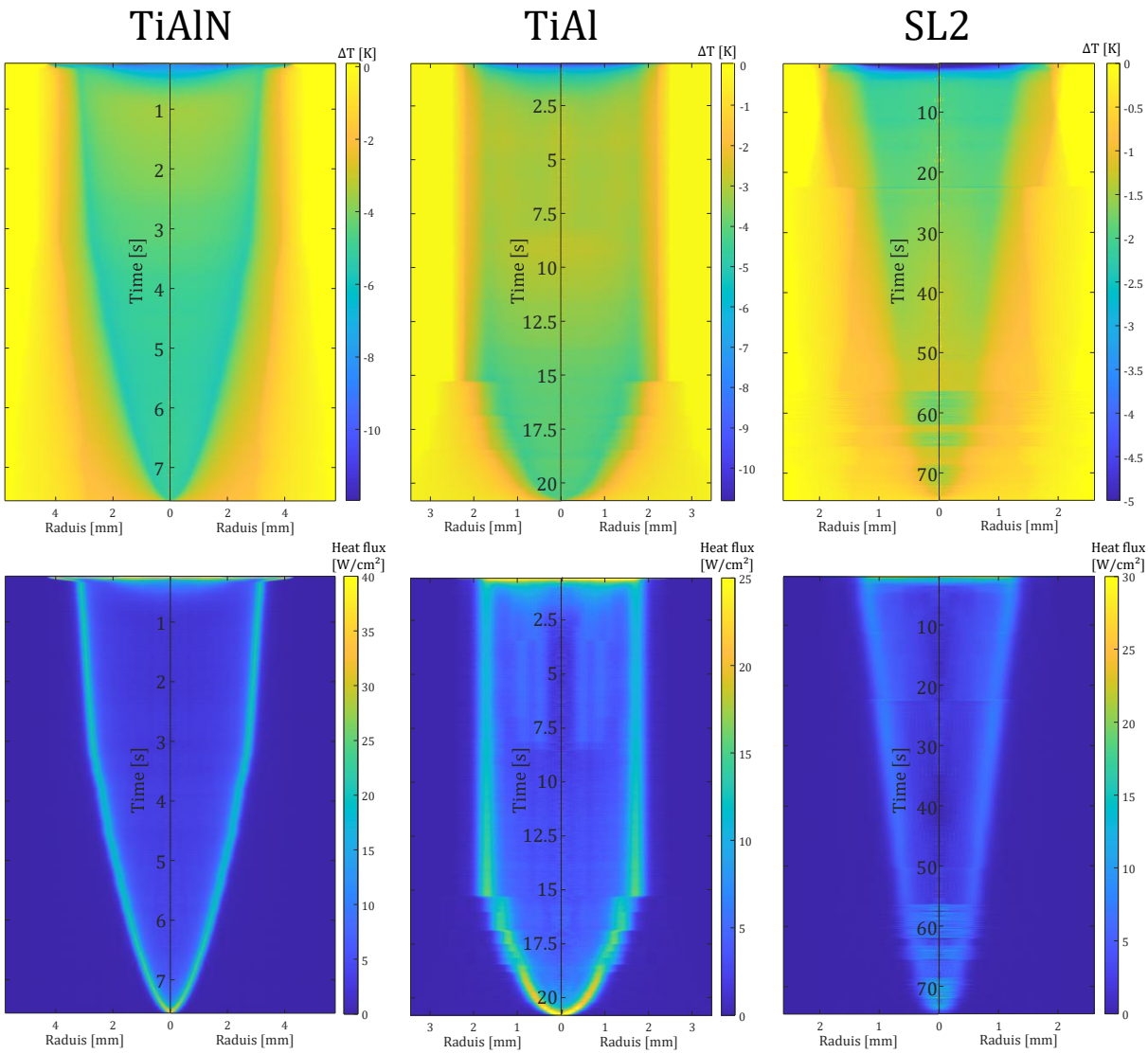


FIGURE 7.2 – Différentes cartes représentant la température réduite et la densité de flux axi-symétrisé des cas présenté sur la Figure 7.1. L'axe du temps est représenté verticalement, et l'axe radial (en miroir) horizontalement.

Finalement, les flux $Q(t)$ et les énergies $E(t)$ échangés au cours du temps pour des différents cas sont présentés sur la Figure 7.3. On observe que les plateaux d'énergie ne sont pas atteints simultanément, ce qui reflète les différences significatives de durée d'évaporation des gouttes selon les cas. Pour la surface hydrophile, le flux est élevé au début de la phase d'évaporation, puis décroît rapidement avec le temps. Sur la surface neutre, le flux suit une évolution en « escalier », alternant des plateaux légèrement croissants et des chutes abruptes ; ce comportement est quelque peu atténué par l'échelle logarithmique choisie afin de distinguer clairement les trois cas. Enfin, pour la surface hydrophobe, le flux décroît de manière progressive tout au long de la phase d'évaporation.

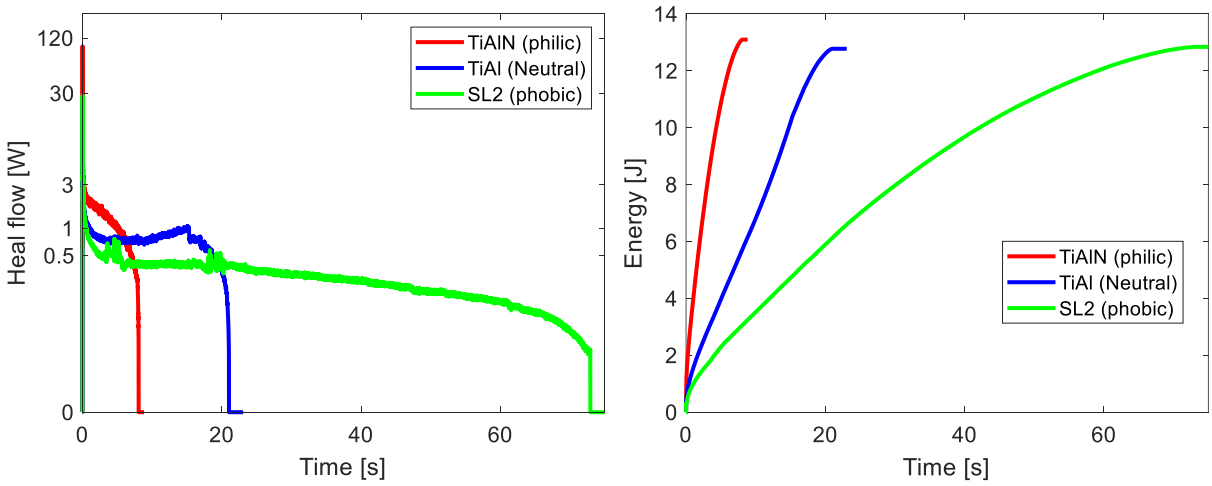


FIGURE 7.3 – À gauche estimation du flux échangée et à droite de l'énergie échangé à la paroi pour les trois surfaces à 100°C à $We = 55$.

La suite de cette section vise à analyser plus en détail les différences entre les trois surfaces et à discuter leurs conséquences sur les transferts thermiques.

7.1.2 Reconstruction du volume de la goutte et de l'angle de contact

La mesure de l'angle de contact devient difficile dès que celui-ci est faible. Les vues de côté par ombroscopie, même avec une incidence réduite, restent trop inclinées pour permettre une estimation précise de l'angle de contact. Dans ce qui suit, l'évolution de la masse au cours du temps est estimée en s'appuyant sur les mesures du flux de chaleur. Une fois cette masse déterminée, le volume de la goutte et de l'angle de contact peuvent être reconstruit au cours du temps.

Si l'on suppose que la goutte adopte la forme d'une calotte sphérique, la géométrie ainsi obtenue présente une symétrie axiale et peut être schématisée comme le montre la Figure 7.4. Le volume de la goutte V peut alors être relié à l'angle de contact θ et au rayon d'étalement r par la relation suivante :

$$V(t) = \frac{\pi r(t)^3}{3} \frac{\sin(\theta(t))\,(2+\cos(\theta(t)))}{(1+\cos(\theta(t)))^2} \tag{7.1}$$

Pour simplifier l'écriture, on introduit le facteur géométrique $\Pi(t)$:

$$V(t) = \frac{\pi r(t)^3}{3}\,\Pi(t), \tag{7.2}$$

avec

$$\Pi(t) = \frac{\sin(\theta(t))\,(2+\cos(\theta(t)))}{(1+\cos(\theta(t)))^2} \tag{7.3}$$

Connaissant l'évolution temporelle du rayon $r(t)$ (déterminée à partir des images de flux) et celle du volume $V(t)$, il devient alors possible de calculer $\Pi(t)$, puis d'en déduire l'angle de contact $\theta(t)$. Cependant, l'équation 7.2 ne peut pas être utilisée directement pour déterminer $\Pi(t)$ (et donc $\theta(t)$), car si le rayon $r(t)$ est connu, le volume $V(t)$ ne l'est pas

directement. Il est possible de l'évaluer à partir de l'énergie échangée par la goutte au cours de l'évaporation.

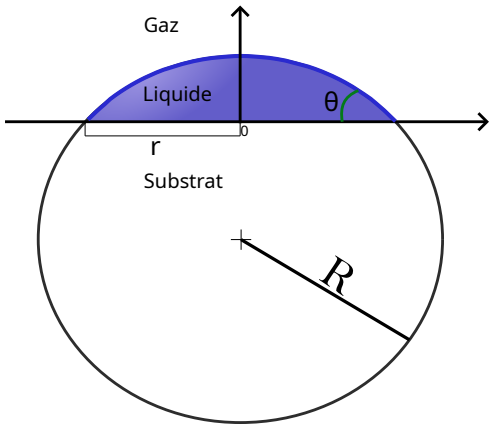


FIGURE 7.4 – Géométrie d'une goutte axisymétrique déposée sur un substrat plan ($z = 0$). La surface libre de la goutte, notée $z = h(r, t)$, est assimilée à une calotte sphérique de rayon $R(t)$, caractérisée par un rayon de ligne de contact $r(t)$ et un angle de contact $\theta(t)$.

Estimation du volume de la goutte

En notant m_0 la masse initiale de la goutte, l'énergie échangée par la goutte avec la paroi jusqu'à un instant t s'écrit :

$$E(t) = m_0 C_p \Delta T + [m_0 - m(t)]L \tag{7.4}$$

où C_p est la capacité calorifique de l'eau à pression constante, ΔT l'élévation de température de la goutte entre sa température initiale et celle de la paroi, et L la chaleur latente de vaporisation de l'eau. Connaissant $E(t)$, C_p, ΔT et L, il est possible de reconstruire l'évolution de la masse $m(t)$. Cependant, à partir de la seule mesure du flux de chaleur à la paroi, il est impossible de distinguer précisément la part de chaleur sensible :

$$E_{\text{chauffe}} = m_0 C_p \Delta T \tag{7.5}$$

de la part de chaleur latente :

$$E_{\text{evaporation}}(t) = [m_0 - m(t)]L \tag{7.6}$$

Pour donner un ordre de grandeur, considérons une goutte de masse $m_0 = 5{,}5$ mg et un écart de température $\Delta T = 80$ °C. La chaleur sensible vaut alors $E_{\text{chauffe}} \approx 1{,}8$ J, tandis que la chaleur latente finale est de $m_0 H \approx 12{,}4$ J. La majeure partie de l'énergie échangée provient donc du changement de phase et non de l'échauffement du liquide.

On peut raisonnablement supposer que la goutte atteint rapidement une température d'équilibre proche de celle de la paroi T_0. Ainsi, en fin de vie, la quasi-totalité de l'énergie échangée correspond à de la chaleur latente de vaporisation. En s'appuyant sur ce raisonnement, la masse $m(t)$ est reconstruite en remontant le temps à partir de la fin de l'évaporation :

$$m(t) = m_0 \left(1 - \frac{E(t) - E_{\text{chauffe}}}{E_{\text{final}} - E_{\text{chauffe}}}\right) \tag{7.7}$$

Ce n'est qu'en s'approchant de l'instant initial de l'impact t_0 que la méthode devient moins fiable, du fait de la répartition temporelle inconnue de la chaleur sensible. Le volume de la goutte est ensuite donné par :

$$V(t) = \frac{m(t)}{\rho}$$

La Figure 7.5 présente le rayon de la ligne de contact mesuré à partir des images de flux, ainsi que le volume reconstruit selon l'équation 7.7, en fonction du temps.

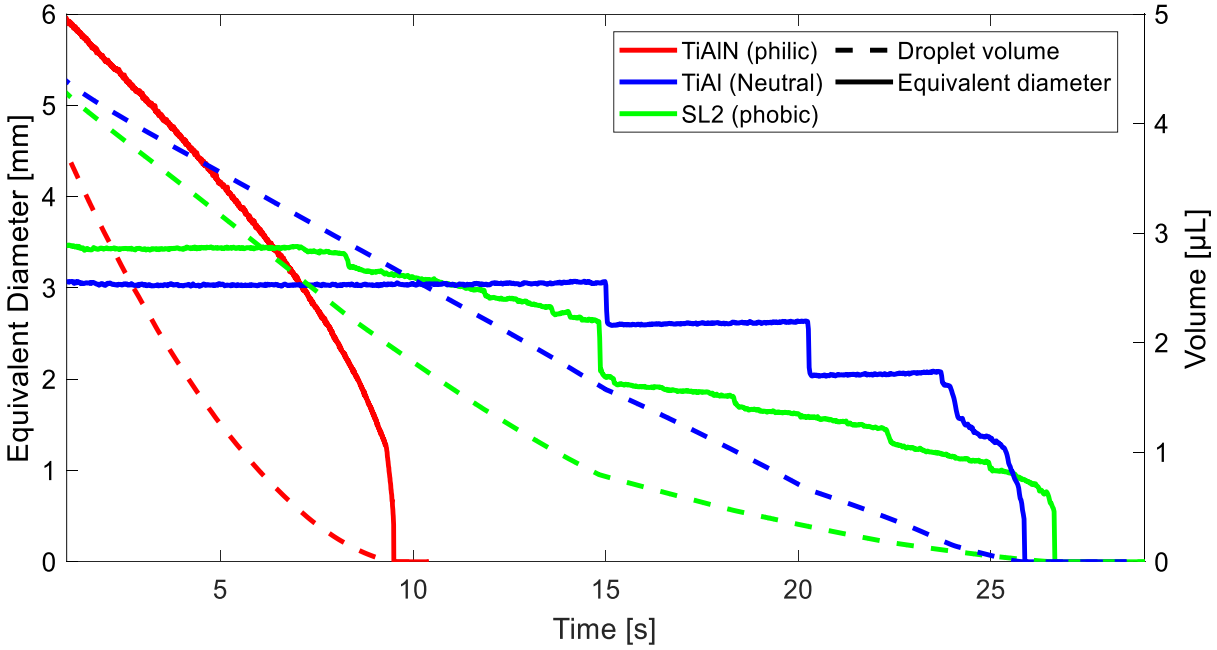


FIGURE 7.5 – Estimation du rayon équivalent $D = 2r$ en trait plein grâces aux images de densité de flux et estimation du volume de la goutte grâce à la méthode proposé pour 3 cas représentatifs des trois mouillabilités. Afin d'alléger la lecture du graphique, le temps $t = 0$ correspond au premier instant pour lequel les conditions sont d'axisymétrie et d'absence de bulles sont satisfaites.

Estimation de l'angle de contact

Grâce à l'équation 7.2, et connaissant désormais l'évolution du volume au cours du temps, il est possible d'estimer l'angle de contact $\theta(t)$ à partir du paramètre $\Pi(t)$. L'angle de contact $\theta(t)$ est ensuite déterminé numériquement en inversant la fonction $\Pi(t)$. Cette méthode repose toutefois sur deux hypothèses essentielles : (i) la goutte doit être parfaitement axisymétrique, et (ii) aucune bulle ne doit être présente à l'intérieur de son volume. En effet, la présence d'une bulle n'affecterait pas la masse totale estimée, mais conduirait à une surestimation du volume apparent, et donc à une erreur sur l'angle de contact.

Utilisation des images ombroscopiques pour estimer l'angle de contact

Traditionnellement, l'estimation de l'angle de contact est réalisée à partir des images ombroscopiques, une technique qui permet de contourner le problème de la présence éventuelle de bulles à l'intérieur de la goutte. L'analyse du profil de la goutte à partir des images

ombroscopiques offre une mesure directe de la géométrie de la surface libre, indépendamment du volume interne réel.

Cependant, dans le cadre de cette étude, cette approche présente plusieurs limitations pratiques. D'une part, le positionnement de la caméra ne permet pas toujours d'obtenir un angle de vue parfaitement tangent à la surface du substrat, ce qui rend la détermination automatique de l'angle de contact délicate. D'autre part, la détection des bords de la goutte sur les images ombroscopiques peut s'avérer difficile. Il est par ailleurs impossible d'apprécier le caractère axisymétrique de la goutte, et donc de savoir si l'angle mesuré est représentatif de l'ensemble du pourtour de la goutte.

Enfin, il convient de retirer de l'analyse les instants où des bulles se forment à proximité de la ligne triple extérieure, car leur présence peut modifier localement la densité de flux thermique et perturber la cinétique d'évaporation observée.

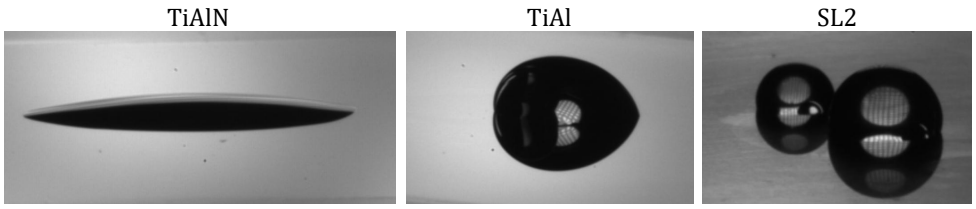


FIGURE 7.6 – Exemple de cas où l'estimation de l'angle de contact avec les images ombroscopiques est difficile.

Ces difficultés rendent parfois imprécise ou impossible l'extraction fiable de l'angle de contact par traitement d'image. Dans ces cas, la méthode indirecte fondée sur l'évolution du volume et du paramètre $\Pi(t)$ constitue une alternative robuste, à condition que la goutte reste axisymétrique et exempte de bulles internes. La discussion qui suit ne concerne donc que les cas pour lesquels ces deux conditions sont respectées.

La Figure 7.7 présente l'évolution de l'angle de contact et du rayon de la ligne triple en fonction du temps pour un cas représentatif parmi l'ensemble des expériences réalisées. Comme le montrent les images ombroscopiques de la Figure 7.1, l'angle de contact est très faible et globalement constant dans le cas du revêtement TiAlN, tandis que le rayon de la ligne triple décroît progressivement au cours du temps.

Pour le revêtement TiAl, le rayon de la ligne triple évolue de manière discontinue : il reste constant pendant une certaine durée, puis décroît brutalement avant de se stabiliser à nouveau. Ce phénomène de *saut* se produit plusieurs fois au cours de l'évaporation (généralement entre deux et cinq fois selon les gouttes). L'angle de contact diminue progressivement jusqu'à ce qu'un *saut* de la ligne triple survienne, moment auquel il augmente brusquement. L'angle auquel ce phénomène apparaît n'est pas constant d'une occurrence à l'autre : il devient progressivement plus faible à chaque *saut*, et la valeur de l'angle de contact immédiatement après chaque événement tend également à diminuer au fil du temps. Ce comportement est observé pour l'ensemble des cas étudiés ; aucun angle de contact critique reproductible n'a pu être mis en évidence.

Sur la surface hydrophobe (SL2), l'angle de contact n'a été estimé que durant la seconde partie de la durée de vie de la goutte, c'est-à-dire pendant la période où celle-ci présente une géométrie axisymétrique et ne contient pas de bulles. Le rayon de la ligne triple y évolue également de manière discontinue, selon le même phénomène de *saut* observé précédemment. Une différence notable est toutefois à souligner : lorsque l'angle

de contact décroît, le rayon reste parfaitement constant sur la surface de TiAl, tandis que sur la surface SL2, il diminue légèrement avec le temps avant de subir une chute brutale lors d'un *saut*.

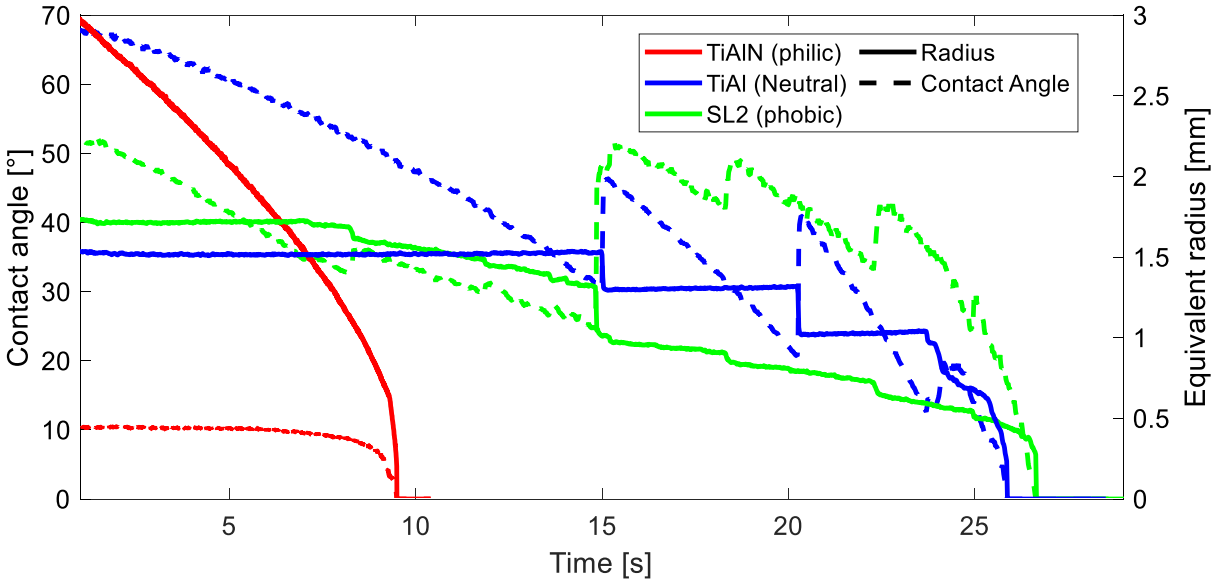


FIGURE 7.7 – Estimation du rayon équivalent (trait plein) obtenue à partir des images de densité de flux, et estimation de l'angle de contact à l'aide de la méthode proposée, pour trois cas représentatifs des différentes mouillabilités. Afin d'alléger la lecture du graphique, le temps $t = 0$ correspond au premier instant pour lequel les conditions sont d'axisymétrie et d'absence de bulles sont satisfaites.

Dans les cas où les hypothèses sont respectées, les résultats obtenus par la méthode énergétique ont été comparés à ceux issus du traitement des images ombroscopiques. La Figure 7.8 montre que la méthode se révèle très efficace, ne conduisant qu'à de légères différences dans l'évaluation de l'angle de contact. La légère sous-estimation observée pourrait provenir d'une sous-évaluation de la masse évaporée, mais cet écart reste marginal et en partie aussi explicable par des erreurs dans l'analyse des images ombroscopiques.

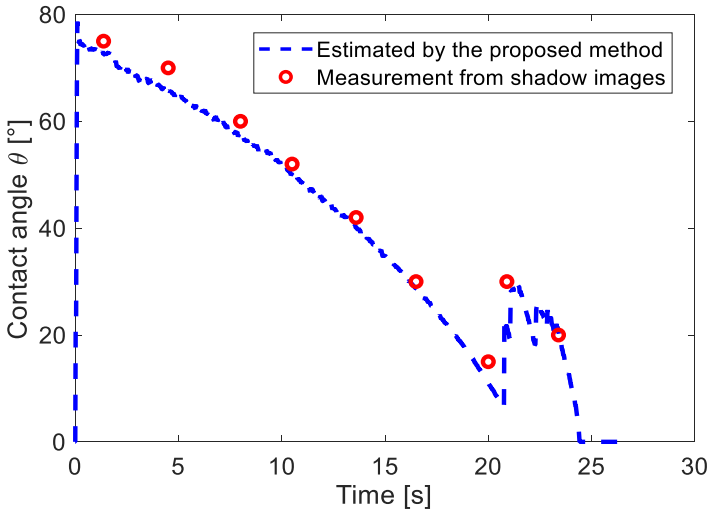


FIGURE 7.8 – Estimation de l'angle de contact grâce à la méthode proposé comparé à des mesures faites avec les images ombroscopiques. Surface de TiAl, $T_0 = 100$ °C, $We = 26$.

7.1.3 Densité de flux et ligne triple

Sur les images de flux de la Figure 7.1, on constate que la densité de flux est maximale au niveau de la ligne triple. La Figure 7.9 approfondit ce résultat en présentant la densité de flux de la goutte en évaporation aux instants correspondant à 15 %, 30 % et 60 % de sa durée de vie totale.

Pour obtenir ces profils, la densité de flux a été axisymétrisée, c'est-à-dire moyennée azimutalement autour du centre de la goutte. Cette opération permet de réduire significativement le bruit de mesure, les cas sélectionnés étant parfaitement symétriques.

Les trois cas présentent une même forme globale : une densité de flux faible au centre de la goutte, croissant rapidement avec le rayon jusqu'à atteindre un maximum au niveau de la ligne triple, puis décroissant brusquement jusqu'à s'annuler. Pour les trois parois et aux trois instants représentés, la densité de flux au centre de la goutte apparaît relativement similaire, malgré de légères fluctuations près du centre dues au faible nombre de pixels disponibles pour la moyenne.

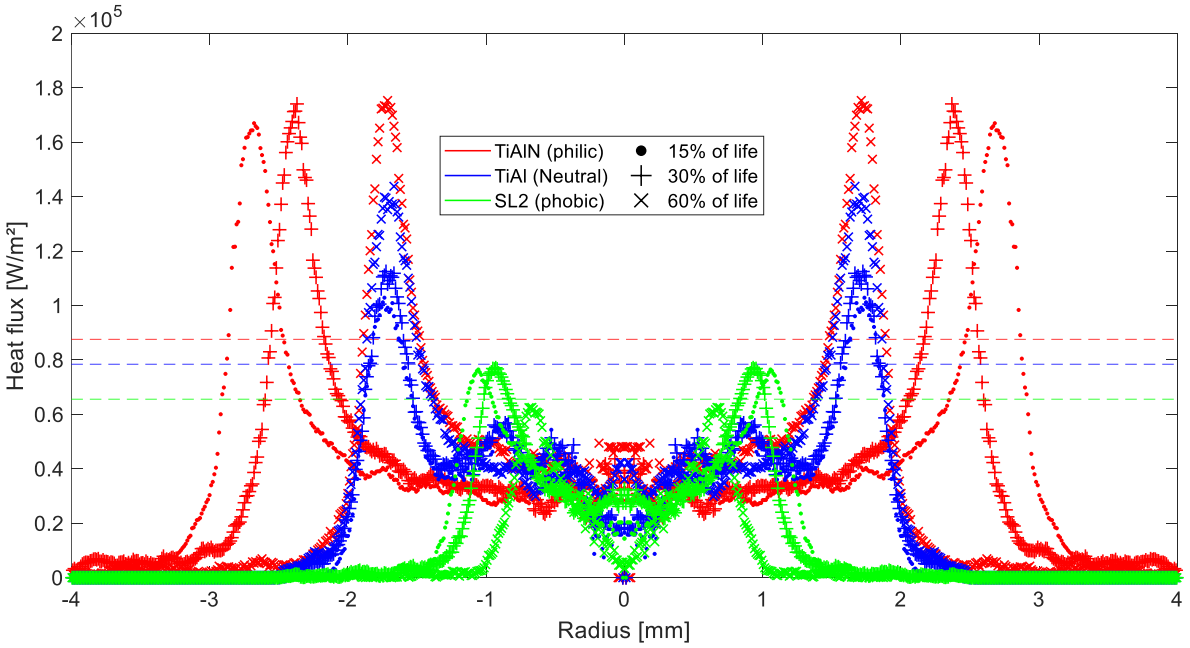


FIGURE 7.9 – Axi-symétrisation (affichée en miroir) de la densité de flux de la goutte en évaporation à 15%, 30% et 60% de sa durée de vie. Les lignes en pointillés représentent la densité de flux moyenne théorique sur l'ensemble de la durée de vie de la goutte pour chacun des cas.

En supposant une évaporation quasi-stationnaire, la densité de flux moyenne attendue peut être estimée comme l'énergie d'évaporation divisée par le temps d'évaporation et par la surface moyenne de la goutte. Connaissant le diamètre de la goutte en fonction du temps, il est possible de déterminer la surface moyenne D_{moyen} couverte par la goutte sur l'ensemble de sa durée d'évaporation. L'énergie extraite est donnée par $E_{\text{final}} - mC_p\Delta T$, et le temps d'évaporation t_{res} est connu.

$$F_{\text{moyenne}} = \frac{E_{\text{final}} - m\,Cp\Delta T}{t_{\text{res}} D_{\text{moyen}}} \tag{7.8}$$

Ainsi, pour chaque cas, il est possible de calculer une densité de flux moyenne, représentée en trait pointillé sur la Figure 7.9. Dans la suite de cette étude, toute densité de flux supérieure à cette valeur seuil sera considérée comme appartenant à la ligne triple, tandis que toute densité de flux inférieure sera assimilée à la région centrale de la goutte.

7.1.4 Relation angle de contact et densité de flux

La Figure 7.10 présente l'évolution de l'angle de contact en fonction du temps, ainsi que celle de la densité de flux maximale, correspondant à la densité de flux au niveau de la ligne triple. Pour les trois surfaces, on observe que plus l'angle de contact est faible, plus la densité de flux maximale à la ligne triple est élevée. Cet effet est particulièrement marqué pour les faibles angles de contact. Les petits sauts observés à haut angle de contact ont peu d'influence sur la densité de flux maximale, tandis qu'une variation même modérée de l'angle à faible valeur a une incidence importante sur celle-ci. Ce tracé suggère l'existence d'une corrélation entre la densité de flux à la ligne triple et l'angle de contact.

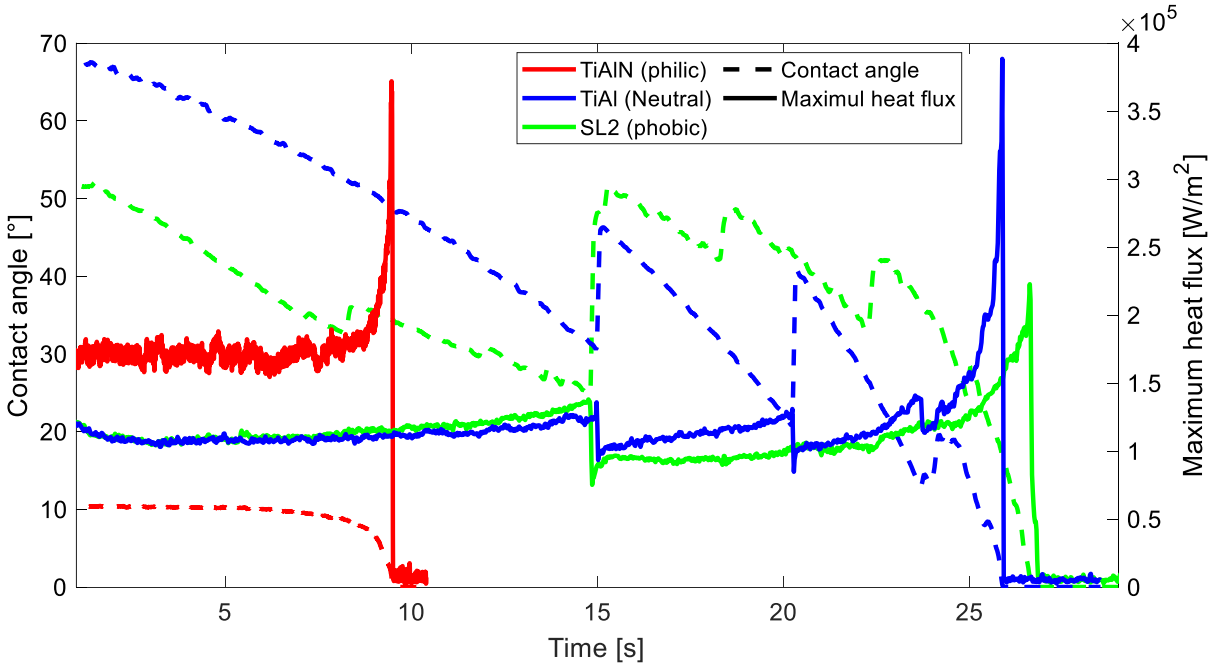


FIGURE 7.10 – Densité de flux maximal à la ligne triple en trait plein et estimation de l'angle de contact grâce à la méthode proposé en pointillées en fonction du temps pour 3 cas représentatifs des trois mouillabilités.

Connaissant l'angle de contact en fonction du temps et la densité de flux à la ligne triple (correspondant à la densité de flux maximale) en fonction du temps, il est possible de tracer la densité de flux maximale au niveau de la ligne de contact en fonction de l'angle de contact. Ce tracé est présenté sur la Figure 7.11 pour les trois cas étudiés. On observe que la densité de flux à la ligne triple dépend clairement de l'angle de contact, et ce malgré les différents modes de déplacement de la ligne triple sur les trois surfaces. Plus l'angle de contact est faible, plus la densité de flux est élevée. Pour les faibles angles de contact, la densité de flux semble tendre vers des valeurs très grandes, tandis que pour les grands angles de contact, elle converge vers une valeur asymptotique, ici environ $1 \cdot 10^5$ W/m^2 pour les surfaces à $T_0 = 100$ °C.

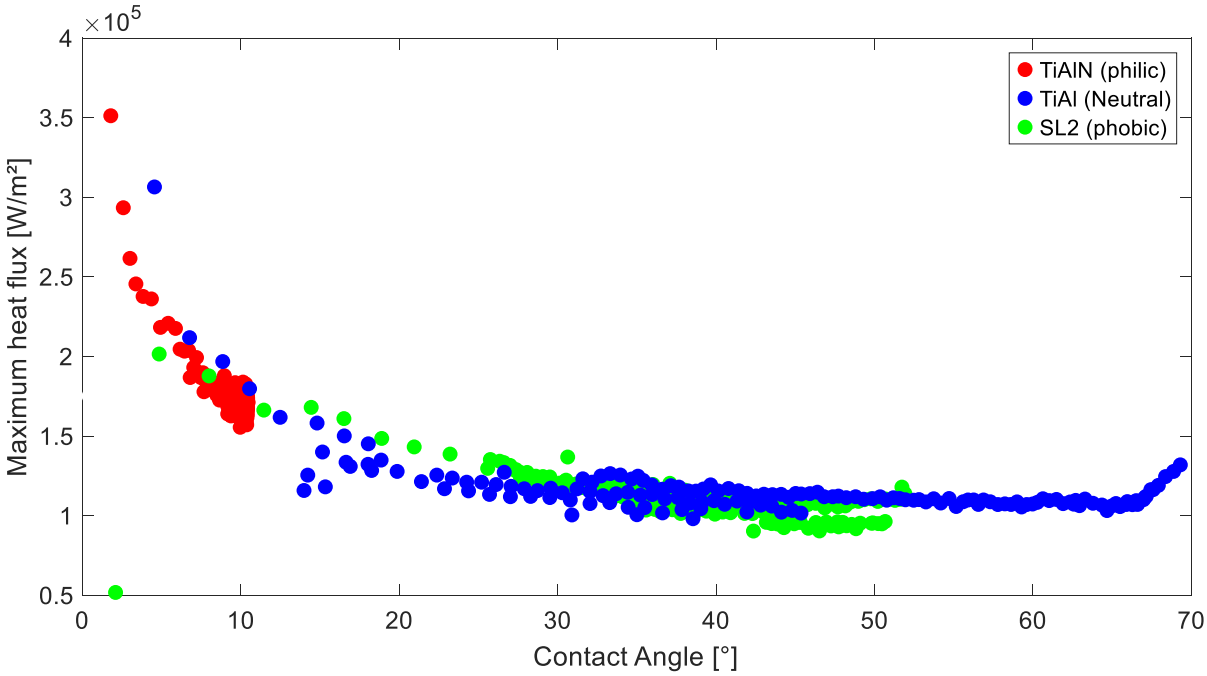


FIGURE 7.11 – Densité de flux maximal à la ligne triple en fonction de l'angle de contact pour 3 cas représentatifs des trois mouillabilités.

Pour la surface TiAl, un même angle de contact peut être atteint à des instants très différents en raison du recul brutal de la goutte (voir Figure 7.7). Ces oscillations de l'angle de contact, particulièrement visibles entre 30° et 45°, se traduisent par une multitude de points superposés. Néanmoins, la densité de flux semble corrélée uniquement à la valeur de l'angle de contact, indépendamment de ces variations temporelles.

La Figure 7.12 donne la densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact pour de nombreux cas expérimentaux. Dans l'ensemble, la tendance observée précédemment est confirmée, même si l'ajout de nombreux cas élargit un peu les nuages de point.

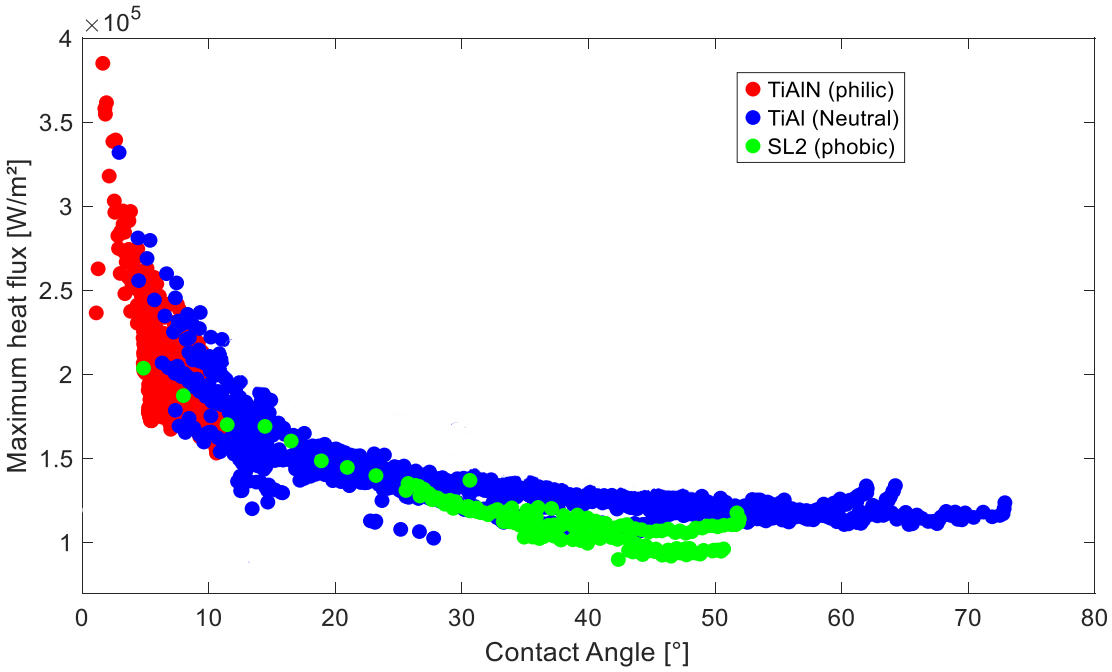


FIGURE 7.12 – Densité de flux maximal à la ligne triple en fonction de l'angle de contact pour de nombreux cas avec les trois mouillabilités.

Dans leur article, Gibbons *et al.* [1] mettent en évidence l'importance de la CLD (ou CLL, Contact Line Length density) sur l'évaporation d'une goutte sessile. La CLD se définit comme la longueur de la ligne de contact divisée par la surface mouillée, soit $CLD = 2/r$. Dans notre cas, la majorité de l'évaporation se produit pour un rayon compris entre $0,5 < r(t) < 2$ mm, soit $1 < CLD < 4$ mm^{-1}. La Figure 7.13 présente l'évolution de la densité de flux moyenne en fonction de la CLD pour de nombreux cas couvrant les trois types de mouillabilité.

Une corrélation quasi linéaire apparaît entre la CLD et le flux maximal pour le TiAlN. Pour le TiAl, une corrélation linéaire peut également être observée pour $CLD > 2$, mais cette plage correspond à un rayon d'évaporation $r < 1$ mm, c'est-à-dire aux dernières secondes de vie de la goutte. Si l'on considère l'ensemble de la durée d'évaporation, la majorité des points se situe dans la gamme $1 < CLD < 2$. Dans cette gamme de rayons, le comportement observé sur le revêtement TiAl s'écarte nettement de la tendance linéaire proposée par Gibbons *et al.* [1]. Lors du recul de la goutte, les sauts d'angle de contact provoquent une diminution brutale du rayon de la ligne triple, augmentant ainsi mécaniquement la CLD. Cependant, ces sauts s'accompagnent d'une augmentation de l'angle de contact, entraînant une diminution de la densité de flux maximale. En conséquence, pour une même valeur de CLD, plusieurs valeurs de densité de flux peuvent être observées selon le mode d'évaporation et l'évolution de l'angle de contact au cours du temps. Ce modèle reste en revanche pertinent dans le cas d'une évaporation de type CCR, où l'angle de contact demeure constant.

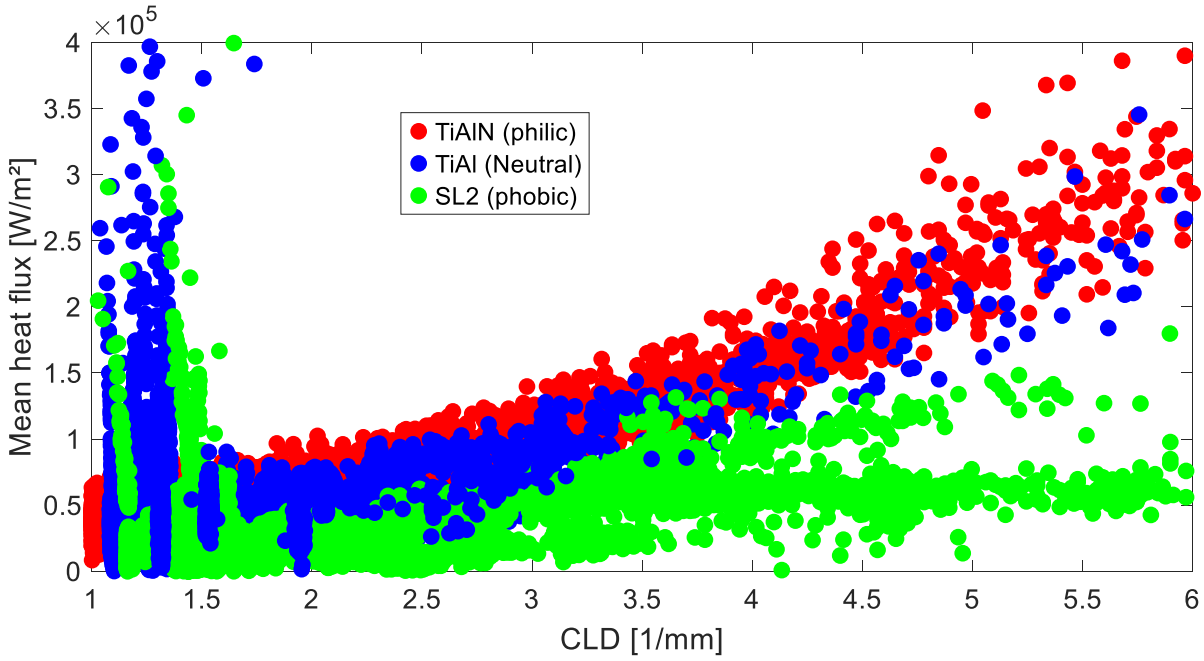


FIGURE 7.13 – Densité de flux moyenne sous la goutte en fonction de la CLD (Contact line length density) pour de nombreux cas avec les trois mouillabilités.

Effet de la température

Cette étude a été reproduit sur les données des parois à $T_0 = 80$ °C et $T_0 = 110$ °C, en plus de 100 °C. Les graphiques des Figures 7.14 et 7.15 présentent la densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact et de la CLD. Les images acquises à $T_0 = 80$ °C sont plus bruitées, ce qui rend plus difficile l'obtention de données de bonne qualité. Cependant, une tendance similaire à celle observée à $T_0 = 100$°C se dégage : la densité de flux maximale augmente lorsque l'angle de contact diminue. Pour les angles de contact élevés, la densité de flux atteint un plateau autour de $4{,}5 \cdot 10^4$ W m^{-2}. La corrélation avec la CLD semble également vérifiée (pour $CLD > 2$), avec une diminution globale de la densité de flux lorsque la CLD diminue.

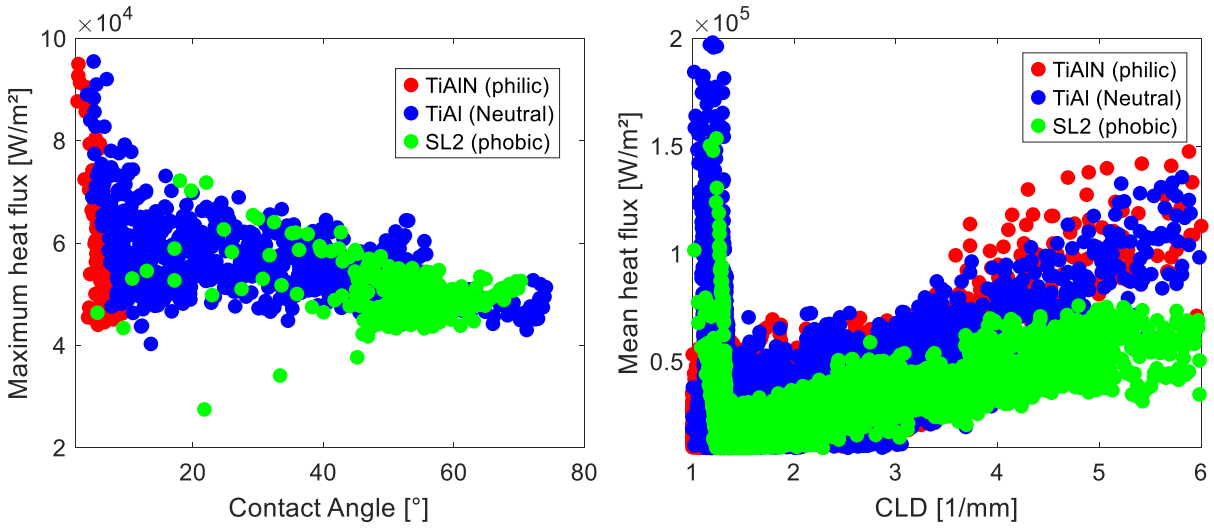


FIGURE 7.14 – Densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact à gauche et en fonction de la CLD à droite pour des surface à $T_0 = 80$ °C.

À $T_0 = 110$ °C, très peu de cas correspondant à une évaporation pure, sans formation de bulles et restant axisymétriques, sont disponibles dans la base de données pour les surfaces neutre (TiAl) et hydrophobe (SL2). Néanmoins, les corrélations observées précédemment semblent se maintenir, avec une densité de flux atteignant un plateau autour de $2 \cdot 10^5$ W m^{-2}.

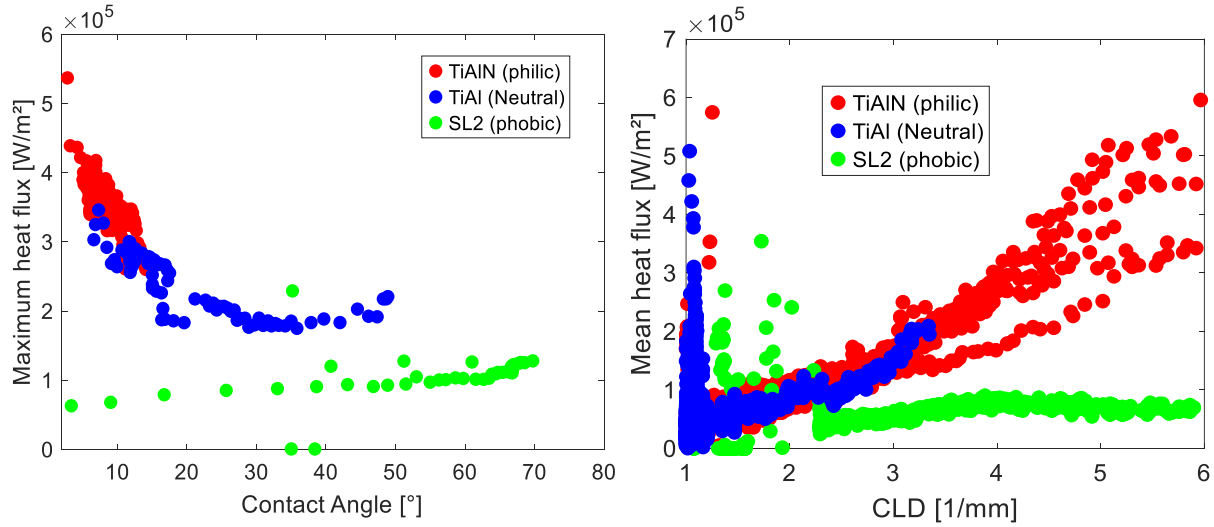


FIGURE 7.15 – Densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact à gauche et en fonction de la CLD à droite pour des surface à $T_0 = 110$ °C.

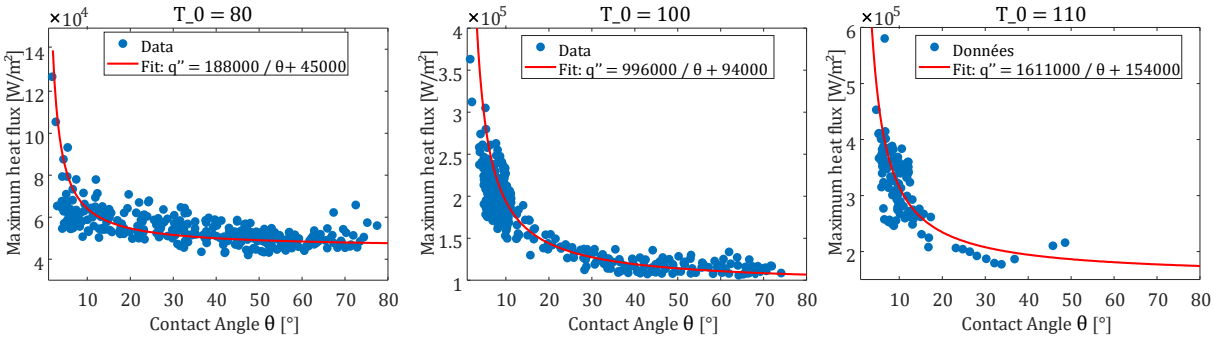


FIGURE 7.16 – Comparaison entre les mesures et le meilleur fit de densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact à différentes températures de substrats.

Modélisation du flux en fonction de l'angle de contact

Afin de quantifier la relation entre l'angle de contact et la densité de flux thermique maximale, les données expérimentales obtenues ont été ajustées à l'aide d'un modèle de la forme

$$q''_{\max} = \frac{A}{\theta} + B,$$

où A et B sont des coefficients déterminés par régression (Figure 7.16). Ce choix de modèle est motivé par les observations expérimentales, indiquant une augmentation marquée du flux à la ligne triple lorsque l'angle de contact diminue. L'ajustement effectué sur l'ensemble des données montre une bonne concordance avec cette loi inverse, confirmant que la densité de flux maximale est principalement gouvernée par la géométrie locale du ménisque. Ce résultat suggère une dépendance universelle du transfert thermique à la ligne triple vis-à-vis de l'angle de contact, indépendamment du mode d'évaporation considéré.

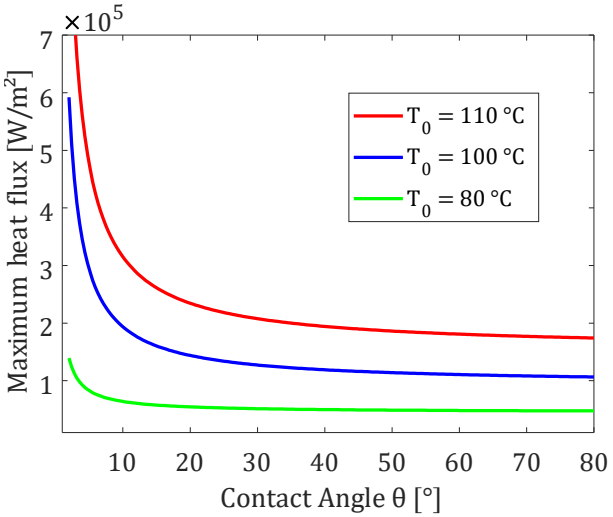


FIGURE 7.17 – Meilleur fit de densité de flux maximale en fonction de l'angle de contact pour les trois températures de substrats.

Les écarts observés entre les trois températures sont globalement comparables à la variation de la pression de vapeur saturante de l'eau entre 80 °C et 110 °C, ce qui est cohérent puisque la concentration de vapeur à la surface de la goutte est liée à P_{sat} et, par conséquent, le flux massique d'évaporation y est relié :

$$\frac{P_{\text{sat}}(100\ ^\circ\text{C})}{P_{\text{sat}}(80\ ^\circ\text{C})} \approx \frac{101,3}{47,4} \approx 2,1$$

et

$$\frac{P_{\text{sat}}(110\ ^\circ\text{C})}{P_{\text{sat}}(100\ ^\circ\text{C})} \approx \frac{143,4}{101,3} \approx 1,4$$

Ces rapports expliquent en grande partie la tendance observée sur les flux : entre 80 et 100 °C le flux de chaleur est multipliée par environ 2, 3 tandis qu'entre 100 et 110 °C elle augmente d'un facteur d'environ 1, 5, Figure 7.17.

Il faut toutefois rappeler que la relation entre flux massique d'évaporation et P_{sat} n'est pas strictement proportionnelle dans toutes les conditions expérimentales : le flux dépend aussi des résistances de transport de vapeur (diffusion convective), de la composition et de l'épaisseur de la couche limite gazeuse, ainsi que des conditions de transfert thermique et d'écoulement autour de la goutte. Néanmoins, pour des écarts de température modestes et des conditions expérimentales comparables, l'augmentation de P_{sat} reste un argument simple et pertinent pour expliquer l'augmentation du flux observée.

7.1.5 Densité de flux et flux sur l'ensemble de la surface d'échange

Étant donné que la densité de flux est maximale au niveau de la ligne triple, il est légitime de s'interroger sur la contribution relative de cette région aux échanges thermiques, par rapport à celle provenant du reste de la surface d'échange (appelé *bulk* dans la légende des Figures). La Figure 7.18 présente l'évolution de la surface associée à la ligne triple et au reste de la surface d'échange (*bulk*). Comme attendu, la ligne triple ne représente qu'une faible fraction de la surface totale d'échange. Néanmoins, sa surface, correspondant au périmètre de la goutte, décroît plus lentement que le *bulk* au cours de l'évaporation.

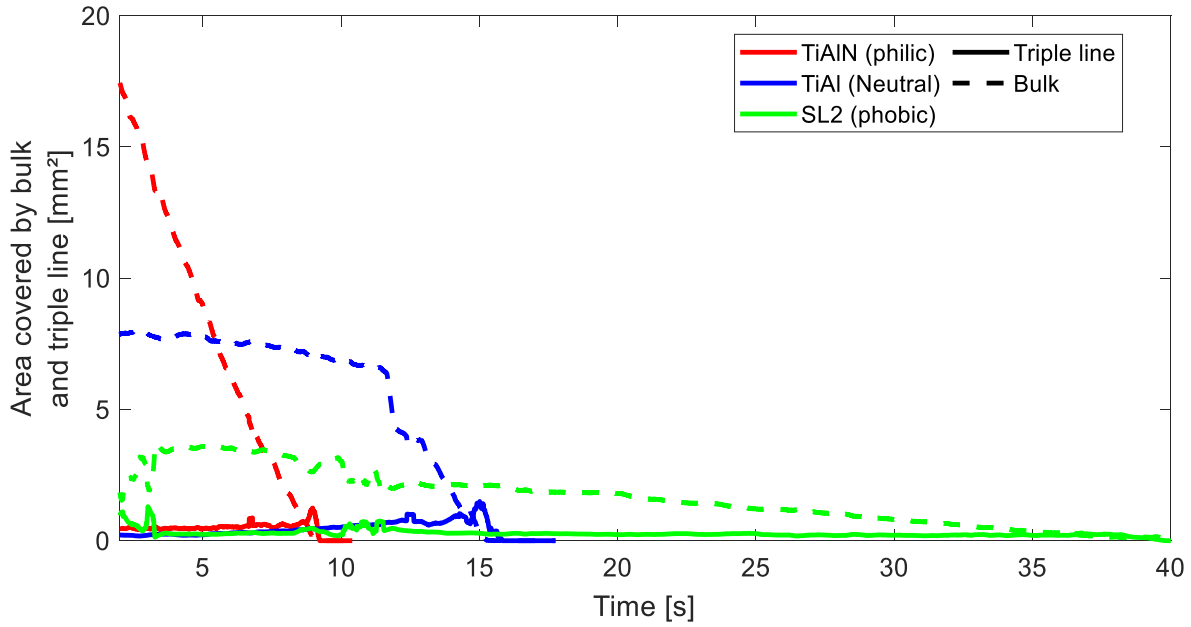


FIGURE 7.18 – Aire couverte par la ligne triple et par la partie principale de la goutte en fonction du temps lors de son évaporation sur les trois surfaces étudiées.

Les figures 7.19 et 7.20 présentent respectivement la densité de flux moyenne et le flux global pour les deux régions de la surface d'échange. La densité de flux moyenne est nettement plus élevée sous la ligne triple et suit l'évolution de l'angle de contact, tandis que celle mesurée sous le *bulk* semble d'abord constante, puis croît légèrement

avec le temps. Cette augmentation est probablement un artefact lié au rétrécissement progressif de la surface : le faible nombre de pixels couvrant l'ensemble de la surface rend la localisation du centre (au pixel près) moins précise, ce qui diminue la précision de l'axisymétrisation. En dehors de ces derniers instants, la densité de flux moyenne dans le *bulk* semble indépendante de la mouillabilité et du temps.

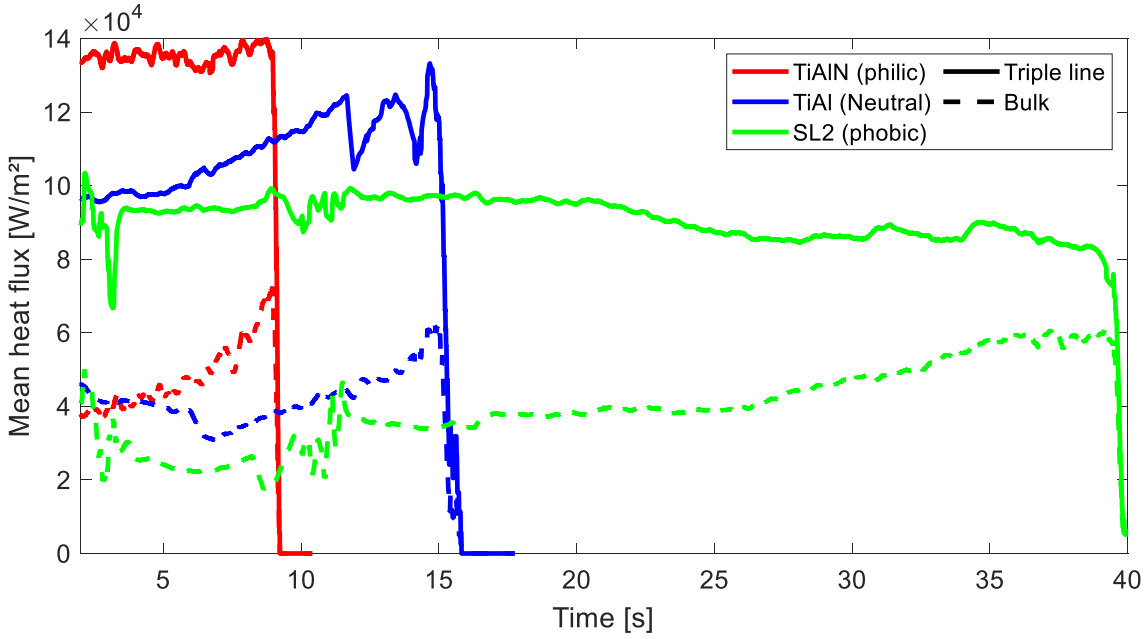


FIGURE 7.19 – Densité de flux moyenne sous la ligne triple et sous la partie principale de la goutte lors de son évaporation en fonction du temps sur les trois surfaces étudiées.

Le flux thermique échangé à la paroi sur les deux interfaces est obtenu en intégrant la densité de flux sur les surfaces respectives. Ces courbes sont présentées sur la Figure 7.20. Le flux échangé est supérieur pour la surface hydrophile, que ce soit pour la ligne triple ou pour le *bulk*. Pour la ligne triple, cela s'explique par un angle de contact plus faible — entraînant une densité de flux plus importante — et par une longueur de ligne triple plus grande. Pour le *bulk*, la surface d'échange est plus étendue, car la goutte est plus aplatie. Sur la surface neutre (TiAl), la croissance du flux avec la diminution de l'angle de contact est particulièrement nette, avec un maximum atteint juste avant le premier recul de la goutte : l'angle de contact est minimal (maximisant la densité de flux) et la longueur de la ligne triple est maximale. Pour la surface hydrophobe, la surface étant faible, le flux à la fois sur la ligne triple et sur le *bulk* reste faible tout au long de l'évaporation.

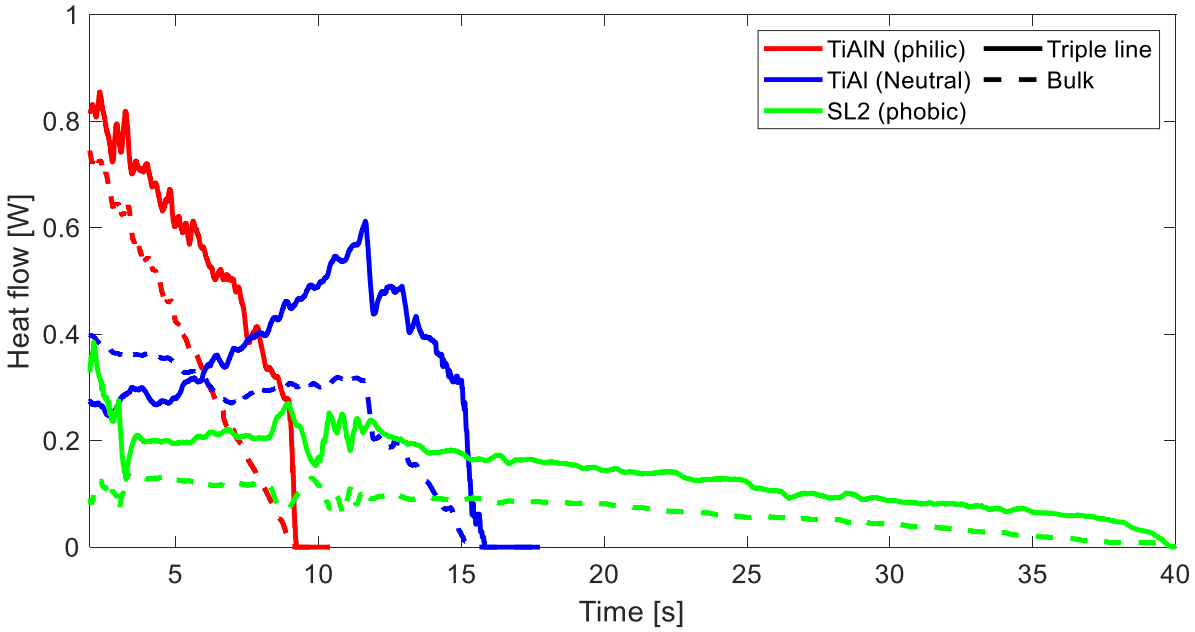


FIGURE 7.20 – Flux thermique échangée par la ligne triple et par la partie principale de la goutte lors de son évaporation en fonction du temps sur les trois surfaces étudiées.

Dans le cas de l'évaporation du ménisque dans une rainure de caloduc ouverte, Stephan et Busse [2] ont rapporté que jusqu'à 50% de la chaleur totale peut être transférée dans la micro-région correspondant à la ligne de contact. Dans le cas de l'ébullition en bassin, cette fraction est comparativement plus faible, se situant entre 10 et 30% selon la configuration exacte [3], [4]. Pour l'évaporation d'une goutte sessile, la majorité des échanges thermiques se produit au voisinage de la ligne triple, comme l'illustre la Figure 7.21, qui montre le rapport entre le flux échangé à la ligne triple et le flux total.

- Pour la surface hydrophile, la surface d'échange du *bulk* diminue quadratiquement avec le temps, tandis que le flux échangé à la ligne triple décroît linéairement. Le rapport croît donc mécaniquement avec la diminution de la surface.

- Pour la surface neutre, la surface d'échange reste quasiment constante dans un premier temps, mais l'angle de contact décroît, ce qui entraîne une augmentation de la densité de flux à la ligne triple.

- Pour la surface hydrophobe, le rapport entre le flux de la ligne triple et le flux total reste globalement constant au cours du temps.

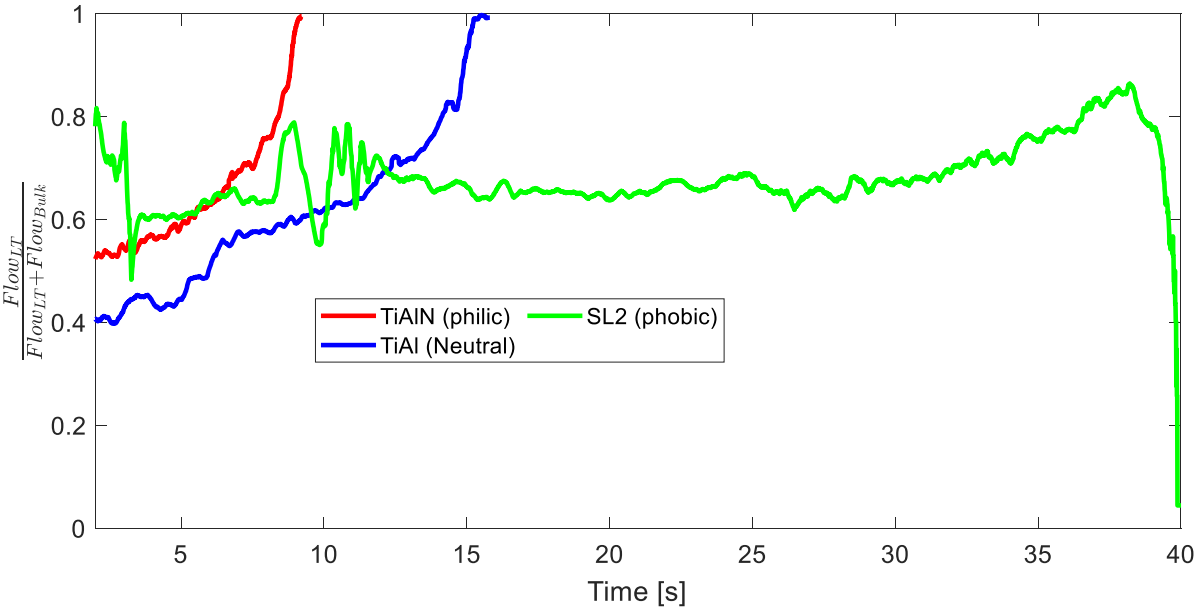


FIGURE 7.21 – Rapport du flux thermique échangé par la ligne triple et par la partie principale en fonction du temps lors de l'évaporation de la goutte sur les trois surfaces étudiées

7.1.6 Conclusion sur l'évaporation

L'évaporation d'une goutte sur une surface chaude a été étudiée en détail. L'étude met en évidence le rôle prépondérant de la ligne triple, au niveau de laquelle se concentrent la majorité des échanges thermiques entre la paroi et le liquide.

L'évolution de l'angle de contact au cours du temps a pu être reconstruite, ce qui a permis d'analyser la densité de flux thermique en fonction de cet angle. Bien que la résolution spatiale des mesures limite la précision des résultats, une corrélation claire entre l'angle de contact et la densité de flux a été observée.

Des investigations complémentaires sur une gamme de températures plus large seraient nécessaires pour confirmer ces tendances et approfondir la compréhension des mécanismes en jeu. Enfin, l'analyse de la ligne triple au sein d'une bulle, ainsi que la comparaison du comportement de la densité de flux avec celui observé pour une goutte, offrent une perspective intéressante pour mieux caractériser les transferts de chaleur locaux.

7.2 L'ébullition d'une goutte d'eau

Dans cette section, nous nous intéressons aux différents régimes d'ébullition observés après la phase d'impact. Plusieurs comportements distincts ont pu être identifiés : la **nucléation faible**, l'**ébullition en moussage**, l'**ébullition pleinement développée** et le régime de la **goutte dansante**. La **nucléation faible** correspond à une ébullition caractérisée par un très faible nombre de sites actifs et par une croissance lente des bulles, ce qui permet de distinguer clairement chaque site sur les images de densité de flux. L'**ébullition en moussage** se manifeste par un grand nombre de sites de nucléation, mais avec une croissance lente des bulles et une absence notable de coalescence, conduisant à la formation d'une structure comparable à une mousse. L'**ébullition pleinement développée**, quant à elle, est marquée par une forte densité de sites actifs et par un temps de relaxation très court, traduisant une activité intense et généralisée. Enfin, le **régime de la goutte dansante** résulte d'une ébullition suffisamment vigoureuse pour provoquer une certaine perte d'adhésion de la goutte et le soulèvement de son centre de masse de la goutte, induisant ensuite un mouvement oscillatoire et rebondissant du liquide dès qu'il retombe. Des exemples typiques de ces quatre régimes sont présentés sur la Figure 7.22 avec des images issues de la caméra ombroscopique, des cartes de température réduite et de densité de flux.

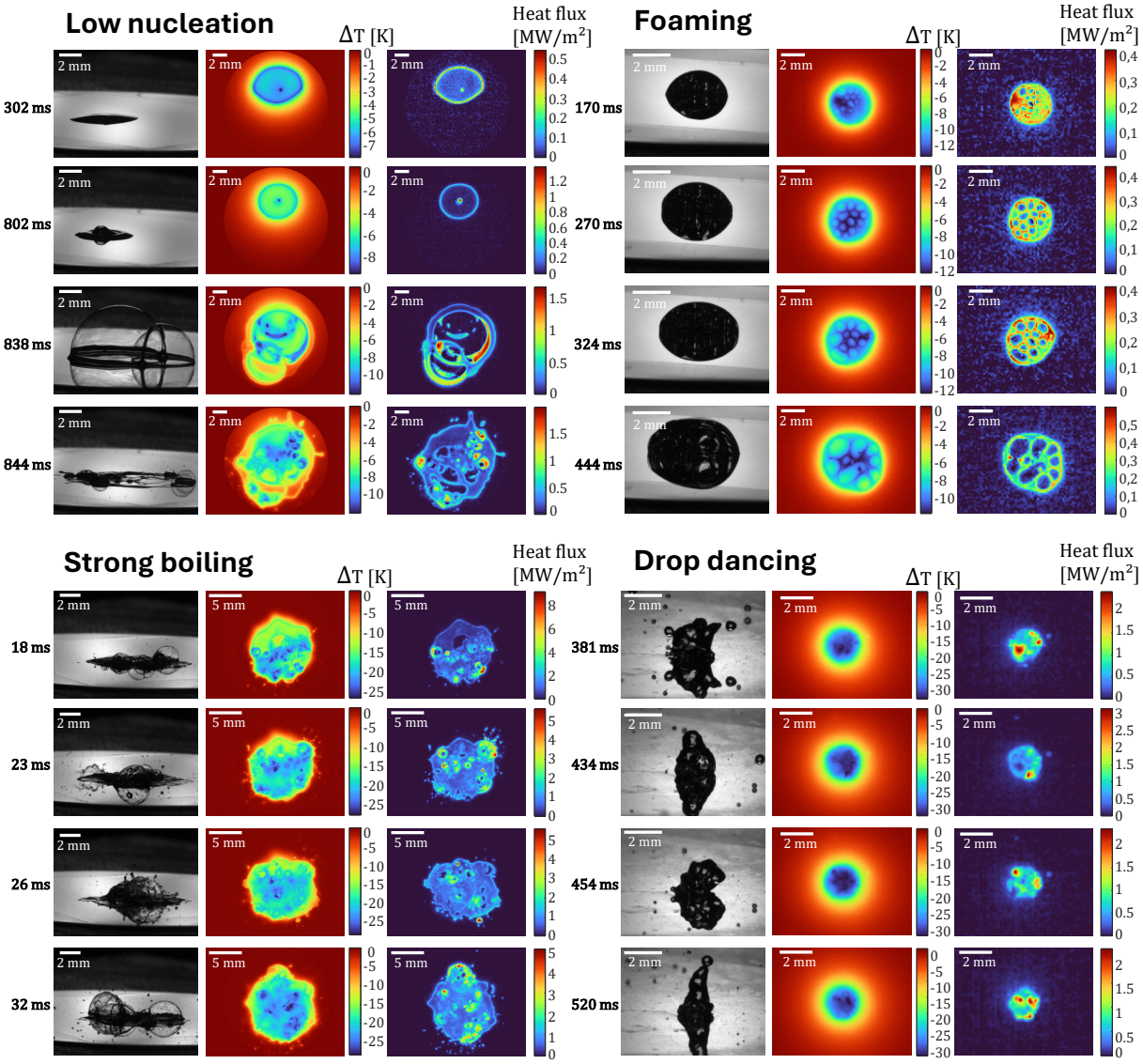


FIGURE 7.22 – Exemple de photographie de côté, carte de température réduite et de densité de flux des quatre régimes étudiés. **Nucléation faible** sur une surface de TiAlN à $T_0 = 110$ °C, **ébullition en moussage** sur une surface de TiAl à $T_0 = 125$ °C, **ébullition pleinement développée** sur une surface de TiAlN à $T_0 = 150$ °C et **régime de goutte dansante** sur une surface de SL2 à $T_0 = 150$ °C.

Ce chapitre n'a pas pour vocation de fournir une classification définitive, mais plutôt de proposer différentes pistes d'analyse et réflexions. Pour cette étude, une segmentation temporelle des régimes a été réalisée manuellement : chaque image de chaque film a été étiquetée en fonction du régime observé via les images de densité de flux. Les étiquettes sont les mêmes que sur les Figures 5.7, 5.14 et 5.20 à savoir **Impact**, **Évaporation**, **Nucléation faible**, **Ébullition en moussage**, **Ébullition pleinement développée**, **Goutte dansante**, *ect.* Dans la suite, seules les quatre régimes d'ébullitions (**Nucléation faible**, **Ébullition en moussage**, **Ébullition pleinement développée** et **Goutte dansante**) seront considérés.

7.2.1 Apparitions des différents régimes

Pour mieux caractériser l'apparition et le développement des différents régimes d'ébullition (**nucléation faible**, **ébullition en moussage**, **ébullition pleinement développée**, **goutte dansante**), des cartes spécifiques pour chacun de ces régimes ont été établies et sont présentées à la Figure 7.23. Ces cartes permettent de visualiser, en fonction de la température du substrat, du nombre de Weber et du temps écoulé après l'impact, les conditions d'apparition de ces quatre régimes.

- **La nucléation faible** apparaît pour des températures comprises entre $T_0 = 110$ °C et $T_0 = 150$ °C. Au-delà de cette plage, trop de sites de nucléation sont activables pour que l'on puisse observer une nucléation faible. Ce régime de nucléation survient rapidement après l'étalement pour la surface TiAlN et ne dure que quelques dizaines à quelques centaines de millisecondes. Pour les surfaces TiAl et SL2, son apparition est plus aléatoire dans le temps et peut se répéter plusieurs fois pour un même cas.

- **L'ébullition en moussage** apparaît exclusivement sur la surface de TiAl et pour des températures comprises entre $T_0 = 110$ °C et $T_0 = 150$ °C. Elle survient après une phase de chauffe suivant l'impact, dont la durée diminue lorsque la température augmente. Une phase de croissance de la mousse se produit d'abord, durant laquelle le volume de la goutte augmente significativement, avant que la mousse ne retombe, le nombre de bulles décroissant à mesure que certaines éclatent ou fusionnent. La mousse se maintient ainsi pendant quelques centaines de millisecondes.

- L'**ébullition pleinement développée** intervient dès $T_0 = 110$ °C pour la surface de SL2, pas avant $T_0 = 140$ °C pour la surface de TiAl et $T_0 = 150$ °C pour la surface de TiAlN. Le temps avant de voir apparaître ce régime et sa durée décroît avec l'augmentation de la température de substrat. Enfin, ce régime n'apparaît plus pour une température de surface de $T_0 = 110$ °C pour le TiAlN.

- Finalement, la **goutte dansante** apparaît à $T_0 = 140$ °C et $T_0 = 150$ °C sur la surface de Sl2 et à $T_0 = 175$ °C et $T_0 = 200$ °C pour la surface de TiAl avec un temps de chauffe décroissante avec l'augmentation de la température de substrat.

Ces différents régimes d'ébullition apparaissent après un certain délai (souvent plus grand que 50 ms) à l'issue d'une phase de déposition durant laquelle l'énergie cinétique de l'impact a eu le temps se dissiper entièrement. De ce fait, le nombre de Weber intervient peu.

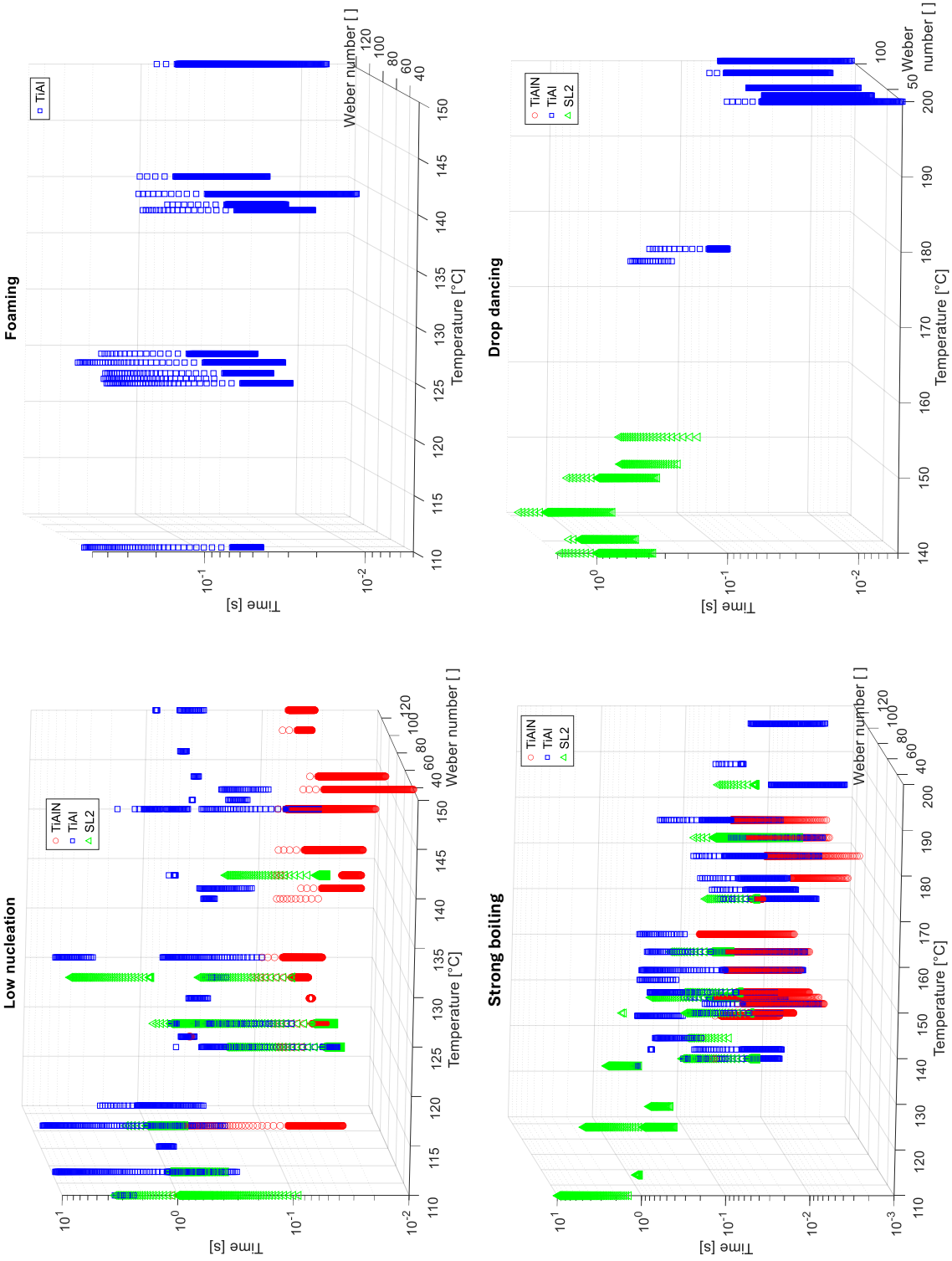


FIGURE 7.23 – Apparition des quatre régimes d'ébullitions en fonction du temps, de la température de substrat et du nombre de Weber pour les trois surfaces étudiées.

Les différents régimes s'enchaînent au cours du temps. Pour l'illustrer, des graphiques représentant la succession des régimes ont été établis pour les trois surfaces de mouillabilité différente. Sur ces graphiques, les lignes verticales indiquent la fin d'un régime et le début du suivant. La température moyenne sous la goutte ainsi que la surface mouillée y figurent également, ces deux paramètres ayant été choisis car ils reflètent les modifications des

conditions physiques rencontrées par la goutte au cours de son évolution. Dans le cas présent, la surface mouillée a été estimée de manière approximative comme πr^2, où r correspond au rayon moyen de l'interface liquide–solide détectée sur les images. Aucun traitement d'image supplémentaire n'a été appliqué afin de distinguer d'éventuelles zones sèches, telles que des bulles formées à l'intérieur de la goutte.

Surface hydrophile : TiAlN

Les graphiques de la Figure 7.24 présentent des cas typiques observables sur la surface de TiAlN (hydrophile). Pour des températures inférieures à 130 °C, le nombre de sites de nucléation activables reste faible, et seul le régime de nucléation faible peut apparaître. Ce régime se caractérise par un accroissement de la surface mouillée, les bulles pouvant occuper un volume important avant d'éclater. Une ou plusieurs bulles peuvent ainsi se former et croître lentement avant d'exploser, sans interagir ni se gêner mutuellement. Ce régime conduit à une diminution marquée de la température de la paroi. Cette diminution est le résultat du développement de la bulle et de l'augmentation de la surface occupée par la goutte. De plus, lors de l'éclatement d'une bulle, le liquide contenu dans la bulle est projeté sur une large zone autour de la goutte. Ce liquide pulvérisé vient refroidir davantage la surface, provoquant une chute encore plus importante de la température. À plus haute température, la nucléation faible est plus rare. Elle a peu d'effet sur la surface mouillée. En effet, lorsqu'une bulle croît fortement, elle déstabilise en général la goutte surchauffée, ce qui suffit à déclencher une ébullition vigoureuse sur l'ensemble de la surface.

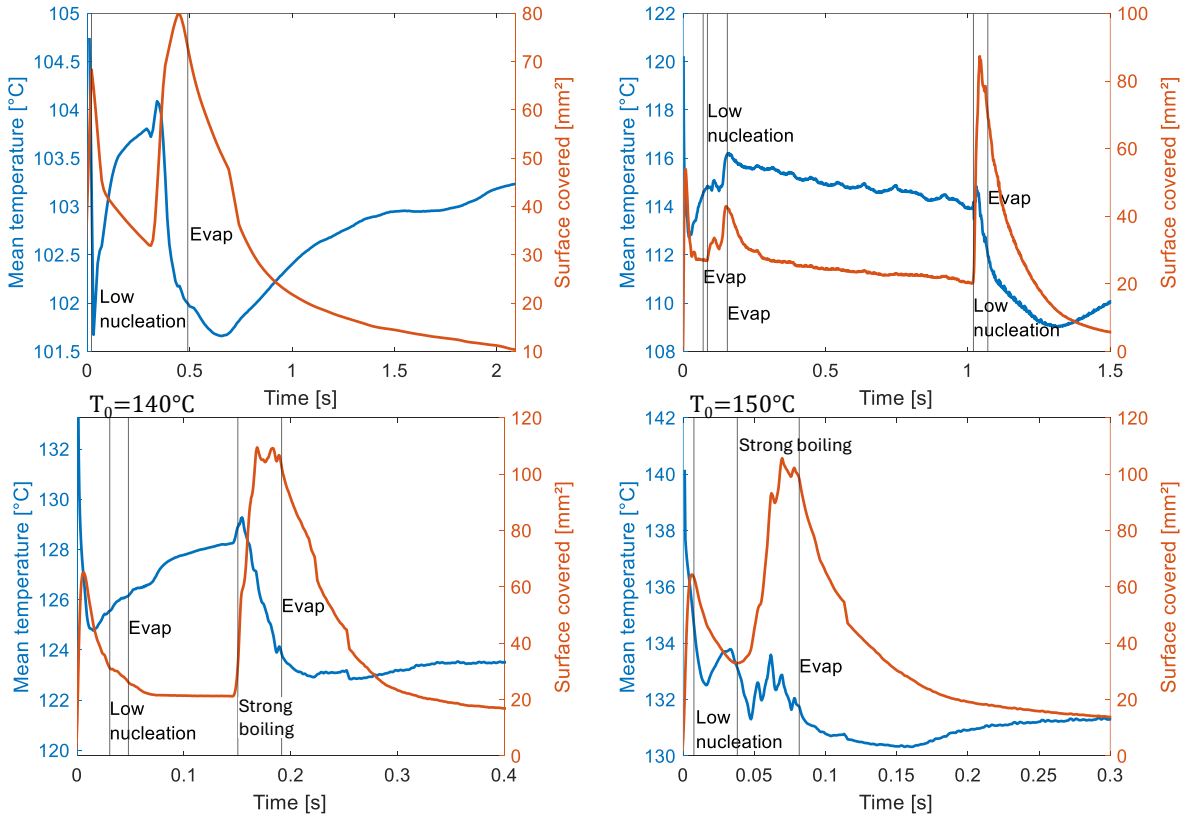


FIGURE 7.24 – Température moyenne sous la goutte et surface couverte en fonction du temps pour un de saphir couvert de TiAlN à des températures initiales de 110 − 125 − 140 − 150 °C avec mise en évidence des régimes observées. *Evap* signifiant évaporation.

Surface neutre : TiAl

Pour la surface neutre, le nombre de sites de nucléation activables est plus important que sur la surface hydrophile. À $T_0 = 110$ °C, la croissance des bulles reste relativement lente, et celles-ci percent rarement l'interface liquide–air. Le nombre et la taille des bulles augmentent progressivement, entraînant une élévation de l'angle de contact jusqu'à atteindre une valeur limite. À ce stade, la goutte se réorganise et s'étale sur une surface plus large. Elle entre alors dans un régime d'évaporation, accompagné de quelques déclenchements ponctuels de sites de nucléation. Cette succession d'événements est également observée à $T_0 = 125$ °C et $T_0 = 140$ °C, avec une intensité croissante lorsque la température augmente.

Cependant, à $T_0 = 140$ °C, ce comportement conduit souvent à l'apparition d'un **régime de moussage** transitoire. Ce **régime de moussage** se termine par un effondrement suivi du déclenchement d'une **ébullition pleinement développée**. Cette phase d'ébullition vigoureuse génère de nombreuses projections de microgouttes, qui retombent et s'évaporent rapidement. Il en résulte d'importantes fluctuations de la surface mouillée et une diminution temporaire de la température moyenne de la surface. Lorsque cette phase d'ébullition s'atténue, la surface mouillée se stabilise et la température moyenne augmente à nouveau, avant un éventuel nouveau cycle de nucléation faible ou d'ébullition développée. À $T_0 = 150$ °C, l'**ébullition pleinement développée** s'établit quasi immédiatement et de manière intense, ne laissant pas le temps au **régime de moussage** de se former. Elle se termine par un régime d'évaporation, au cours duquel le film liquide se

rétracte rapidement sous l'effet des forces de mouillabilité, puis s'évapore.

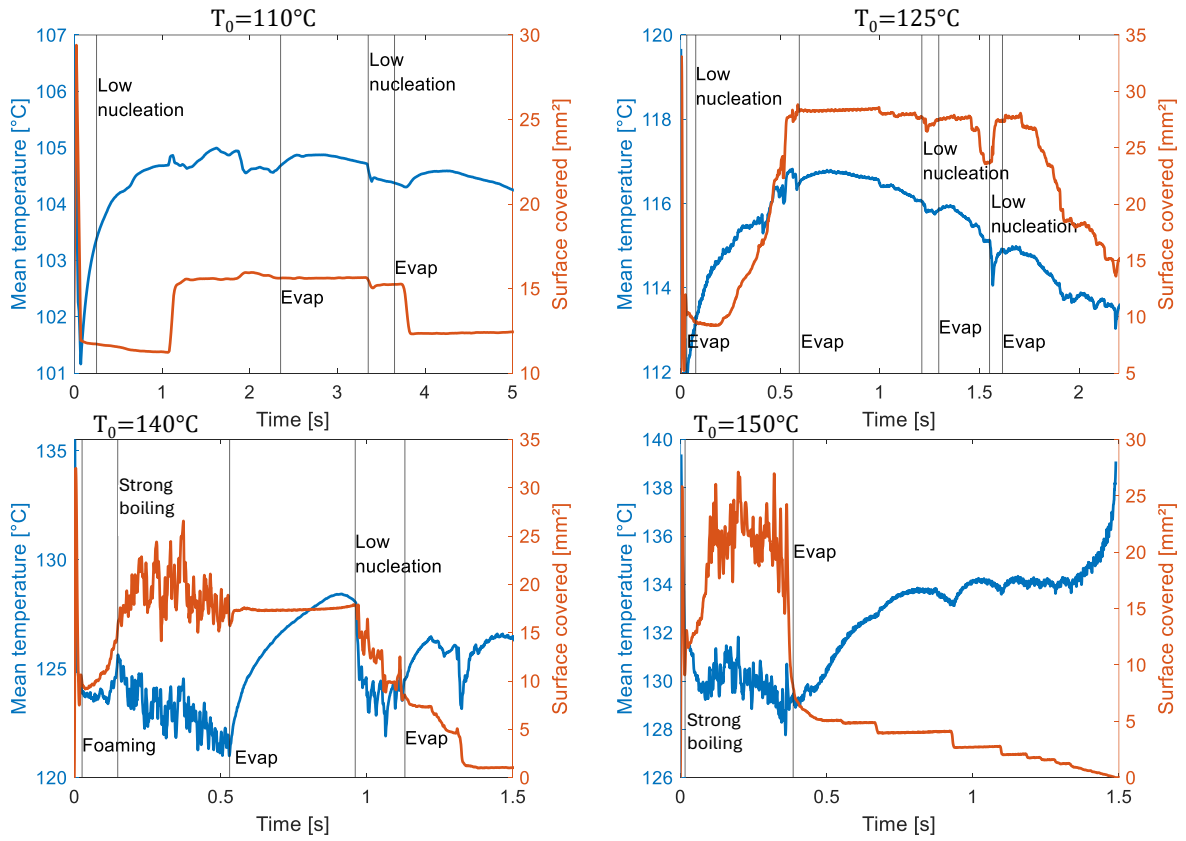


FIGURE 7.25 – Température moyenne sous la goutte et surface couverte en fonction du temps pour un de saphir couvert de TiAl à des températures initiales de 110 − 125 − 140 − 150 °C avec mise en évidence des régimes observées. *Evap* signifiant évaporation.

Surface hydrophobe : SL2

Pour la surface hydrophobe, la caractéristique principale est une surface mouillée très faible dès la déposition de la goutte. À basse température, la nucléation reste limitée : elle se manifeste par une légère diminution de la surface mouillée par rapport à la circonférence initiale de la goutte. Cette évolution n'est toutefois pas directement visible sur les graphiques, car aucune segmentation précise des images n'a été réalisée ; la surface mouillée est ici estimée à partir de πr^2, avec r le rayon moyen de l'interface liquide–solide détecté sur les images.

La goutte est donc faiblement en contact avec le solide, et une nucléation localisée sur son bord peut suffire à la déstabiliser, provoquant un déplacement ou un léger roulement sur elle-même. Lorsque la nucléation s'intensifie, la goutte peut entrer dans un régime d'**ébullition pleinement développée**. L'empreinte laissée par la goutte sur la surface diminue alors, perdant progressivement sa symétrie circulaire.

À $T_0 = 140$ °C et $T_0 = 150$ °C, le phénomène devient suffisamment intense pour conduire à un **régime de goutte dansante**. Le contact liquide–solide très réduit engendre une ébullition violente qui repousse la goutte, la déplaçant brutalement et de manière aléatoire. Ce phénomène se termine généralement par l'expulsion complète de la goutte hors de la zone initiale de dépôt. La goutte entre alors dans un **régime de pré-Leidenfrost** ou directement dans le **régime de Leidenfrost**, au cours duquel seule

une très fine couche de vapeur subsiste entre le liquide et la surface, assurant une isolation thermique quasi totale.

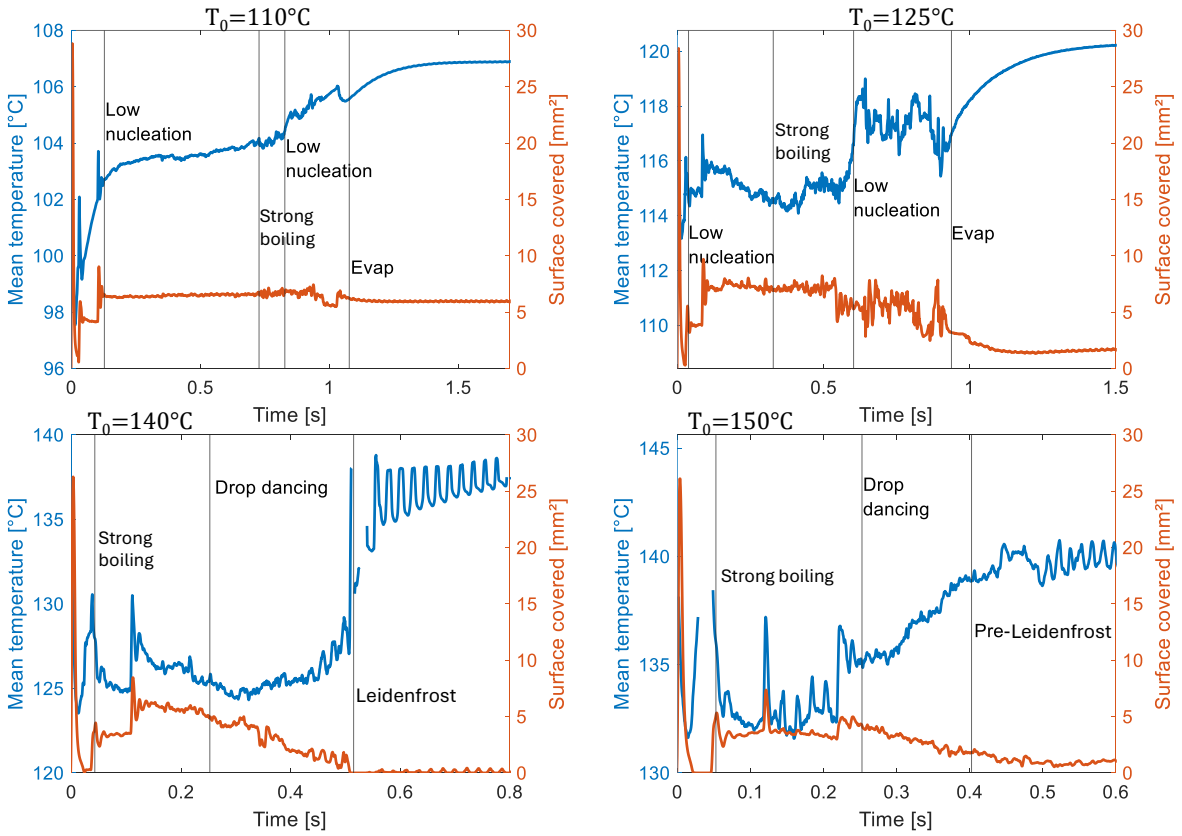


FIGURE 7.26 – Température moyenne sous la goutte et surface couverte en fonction du temps pour un de saphir couvert de SL2 à des températures initiales de 110 − 125 − 140 − 150 °C avec mise en évidence des régimes observées. *Evap* signifiant évaporation.

7.2.2 Déclenchement des différents régimes d'ébullitions

Cette section analyse les conditions de déclenchement des différents régimes d'ébullition en fonction de la mouillabilité des surfaces. L'objectif est d'examiner si certains paramètres peuvent être liés à l'apparition des régimes et de proposer des interprétations possibles des mécanismes en jeu. Les critères considérés sont le temps moyen avant l'apparition du régime, la température moyenne au moment de son déclenchement et la surface mouillée correspondante. Les analyses portent uniquement sur les cas où un même régime apparaissait plusieurs fois pour une même combinaison de température et de mouillabilité, afin d'assurer une robustesse statistique minimale et de limiter l'effet de l'aléa dans le déclenchement de l'ébullition.

Pour chaque régime, le délai moyen d'apparition, la température moyenne de déclenchement et la surface mouillée correspondante, ainsi que leurs écarts types, sont présentés en fonction de la température initiale de la paroi et du type de mouillabilité. Ces indicateurs permettent de repérer des tendances : le délai d'apparition renseigne sur le moment relatif où le régime se manifeste, la température fournit un repère des conditions thermiques associées à l'activation des sites de nucléation, et la surface mouillée indique l'aire d'échange disponible susceptible d'influencer la formation des bulles.

La combinaison de ces trois critères offre une approche cohérente pour comparer les

comportements de surfaces de mouillabilité différente et suggérer des mécanismes pouvant conditionner l'apparition des régimes d'ébullition.

Régime de nucléation faible

À $T_0 = 110$ °C et $T_0 = 125$ °C le délai moyen avant le déclenchement de la **nucléation faible** est long et présente une variabilité importante. En effet, il ne s'agit que de quelques bulles qui peuvent apparaître et disparaître plusieurs fois au cours de la vie de la goutte, de sorte que le régime peut se manifester à plusieurs reprises de façon assez aléatoire. On a ainsi des écarts-types élevés pour le temps d'apparition. À des températures plus élevées, le délai précédant la **nucléation faible** devient très court ($< 0,5$ s) pour les surfaces de TiAlN et SL2, le régime étant généralement le premier à se manifester. En revanche, pour la surface de TiAl, ce délai est plus long car la **nucléation faible** est souvent précédée par un régime d'**ébullition pleinement développée** ou d'**Ébullition en moussage**.

La température moyenne sous la goutte au moment du déclenchement augmente globalement avec la température du substrat et présente une faible variabilité entre les cas et les mouillabilités. La seule exception concerne $T_0 = 150$ °C, où la température de déclenchement est plus élevée sur TiAlN que sur TiAl, conséquence de l'**ébullition pleinement développée** qui précède la **nucléation faible** sur TiAl et qui refroidit localement la surface sous la goutte. Dans ce contexte, la température moyenne sous la goutte ne constitue pas un indicateur fiable du déclenchement.

En ce qui concerne la surface couverte par la goutte au moment du déclenchement, elle est plus grande sur TiAlN que sur TiAl, elle-même plus étendue que sur SL2, reflétant la mouillabilité respective des surfaces. La variabilité observée est principalement due à la répétition du régime dans le temps. Par conséquent, la surface couverte ne constitue pas non plus un indicateur robuste du déclenchement de la nucléation faible.

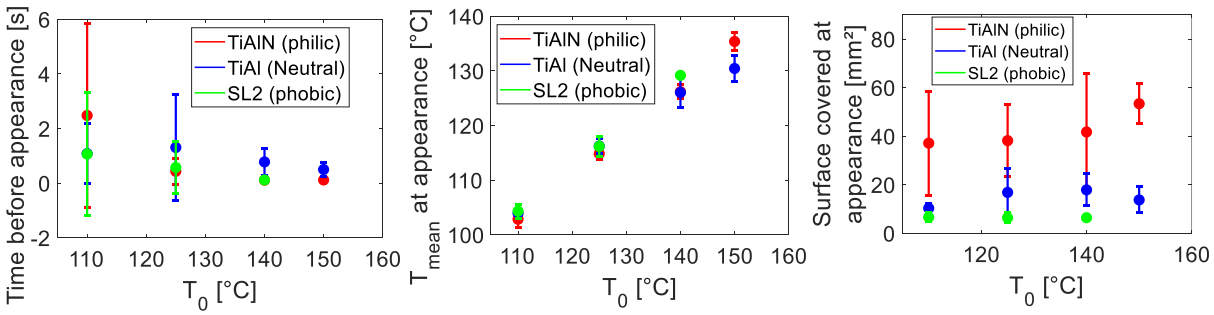


FIGURE 7.27 – Durée moyenne, température moyenne sous la goutte et surface couverte par le liquide au moment du déclenchement du régime de **nucléation faible** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Régime d'ébullition en moussage

Le régime d'**ébullition en moussage** a été observé uniquement sur la surface de TiAl, pour des températures comprises entre 125 et 140 °C. Ce comportement particulier semble lié à la mouillabilité intermédiaire de cette surface. En effet, la surface de TiAlN, très hydrophile, favorise la formation d'un film liquide mince lors de l'étalement de la goutte, ce qui permet aux bulles de percer rapidement l'interface liquide–vapeur, empêchant ainsi l'accumulation et la stabilisation d'une mousse. À l'inverse, la surface SL2, plus hydrophobe, conduit à la formation de bulles qui tendent à s'étaler et à fusionner

rapidement, ce qui limite également la persistance du régime d'**ébullition en moussage**. La surface de TiAl, de mouillabilité plus neutre, constitue un cas intermédiaire : les bulles y adoptent une forme plus proche de la demi-sphère, ce qui réduit leur propension à la coalescence et prolonge leur durée de vie.

Par ailleurs, la stabilité de l'interface des bulles pourrait être renforcée par la présence d'ions (voir Section 1.2.1). Ces ions proviennent de composés organiques volatils (COV) adsorbés sur la surface de TiAl, et absents sur TiAlN du fait du nettoyage plus rigoureux de cette dernière. Ces COV, en se dissolvant dans l'eau, pourraient se transporter jusqu'à l'interface liquide–vapeur et agir comme des tensioactifs, stabilisant mécaniquement l'interface des bulles en ralentissant leur coalescence et en prolongeant leur durée de vie, favorisant ainsi l'apparition de ce régime.

Ce régime apparaît après une courte phase d'échauffement de la goutte, typiquement quelques dizaines de millisecondes après l'impact, alors que la surface est encore légèrement sous-refroidie. Au moment du déclenchement, la goutte a terminé son étalement et est au repos, avec une surface moyenne qui ne dépend pas significativement de la température du substrat.

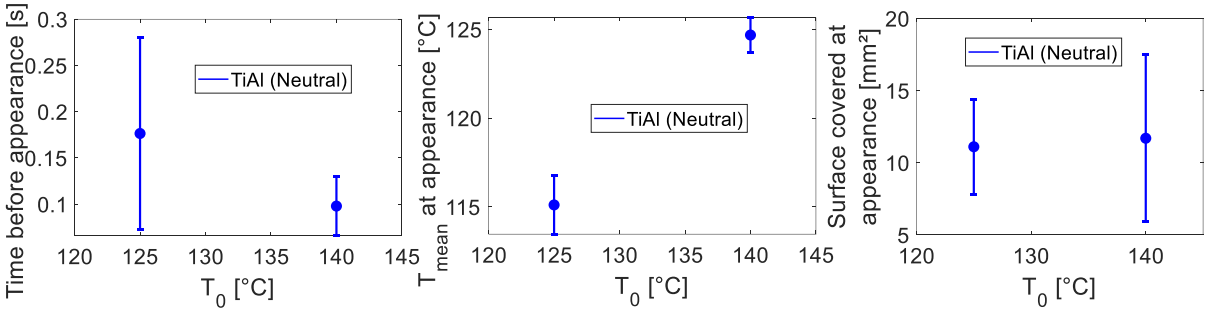


FIGURE 7.28 – Durée moyenne, température moyenne sous la goutte et surface couverte par le liquide au moment du déclenchement du régime d'**ébullition en moussage** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Ébullition pleinement développée

Aux températures de $T_0 = 110$ et $T_0 = 125$ °C, le régime d'**ébullition pleinement développée** apparaît généralement à la suite d'une phase de **nucléation faible** ou d'**ébullition en moussage**, pour la surface en TiAl. Dans ces conditions, les temps d'apparition de l'ébullition sont relativement longs. La surface SL2, faiblement mouillante, présente alors une zone d'ébullition réduite, tandis que la surface TiAl, plus hydrophile, conduit à une surface d'ébullition plus étendue, conséquence directe du régime d'**ébullition en moussage**.

Pour $T_0 = 140$ °C et $T_0 = 150$ °C, le régime d'**Ébullition pleinement développée** se manifeste plus tôt sur la surface de TiAlN que sur celle de TiAl, et bien avant la surface SL2. Cette différence reflète le rôle de la mouillabilité dans la cinétique de croissance des bulles et la distribution des sites actifs. Sur la surface hydrophobe SL2, la nucléation apparaît précocement, mais dans un liquide encore faiblement surchauffé : les bulles croissent donc plus lentement. Le nombre élevé de sites de nucléation favorise la coalescence, conduisant à la formation de bulles de grande taille au moment de leur détachement ou de leur explosion. Ce processus retarde l'établissement d'un régime d'**ébullition pleinement développée**. À l'inverse, sur la surface hydrophile TiAlN, la première nucléation se produit plus tard, dans un liquide davantage surchauffé. Les bulles

y croissent plus rapidement et se détachent à un diamètre plus faible, ce qui rend la transition vers l'**ébullition pleinement développée** plus facile et plus précoce. La surface TiAl, de mouillabilité intermédiaire, présente un comportement transitoire : un **régime en moussage** s'y établit fréquemment avant l'**Ébullition pleinement développée**, traduisant un équilibre entre la stabilité des bulles et leur coalescence progressive.

Ainsi, la température de déclenchement et la chronologie des régimes dépendent à la fois de la mouillabilité et de l'état thermique du liquide. La surface de contact au moment de la transition reflète ces différences : elle est plus étendue sur TiAlN, où l'explosion d'une bulle entraîne une expansion rapide du liquide, et sur TiAl, où le moussage accroît temporairement la zone de contact. En revanche, sur SL2, la surface mouillée reste globalement faible et peu sensible à la température initiale, du fait de la répulsion plus marquée entre le liquide et le solide.

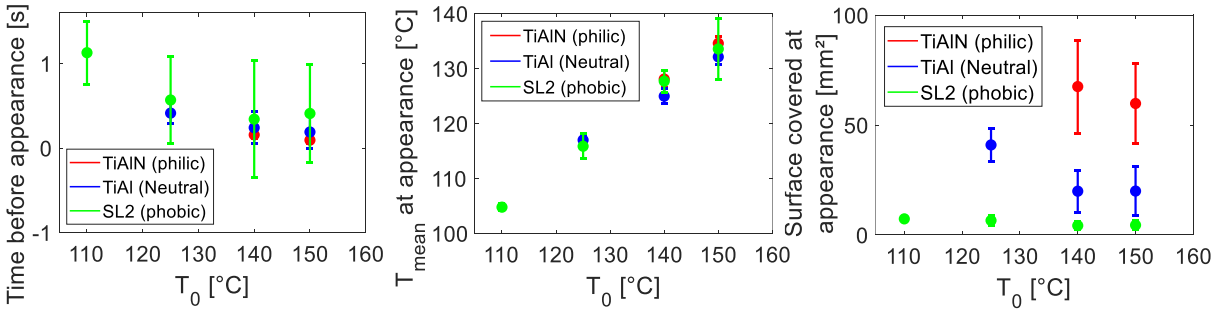


FIGURE 7.29 – Durée moyenne, température moyenne sous la goutte et surface couverte par le liquide au moment du déclenchement du régime d'**ébullition pleinement développée** en fonction de la température initiale du substrat et de la mouillabilité.

Régimes de goutte dansante

Le **régime de goutte dansante** a été observé sur la surface SL2 pour des températures comprises entre 140 et 150 °C, et sur la surface TiAl entre 175 et 200 °C. L'apparition de ce régime requiert une forte densité de sites de nucléation associés à une nucléation intense. Ces conditions sont réunies sur les deux surfaces dans les plages de température mentionnées, mais la dynamique d'apparition diffère sensiblement entre elles.

Sur la surface SL2, le **régime de goutte dansante** est généralement précédé d'une phase d'**ébullition pleinement développée**, elle-même souvent initiée par une ébullition de **nucléation faible**. Cette succession peut être attribuée à l'échauffement progressif de la goutte au contact de la paroi. En effet, au fur et à mesure de l'élévation de la température du liquide, de nouveaux sites de nucléation deviennent actifs, favorisant la croissance rapide et la coalescence des bulles. Cette accumulation de vapeur, combinée à la faible adhérence du liquide sur la surface hydrophobe, facilite le détachement partiel de la goutte, déclenchant ainsi le mouvement oscillant caractéristique du **régime dansant**, soulèvement, retombée et déplacement latéral.

Sur la surface TiAl, le **régime de goutte dansante** apparaît à des températures plus élevées, ce qui peut s'expliquer par une mouillabilité plus importante que celle de SL2. Dans ce cas, une température de paroi plus forte est nécessaire pour atteindre une densité de sites de nucléation suffisante et générer des bulles capables de vaincre partiellement les forces d'adhérence, condition indispensable à l'initiation du régime dansant.

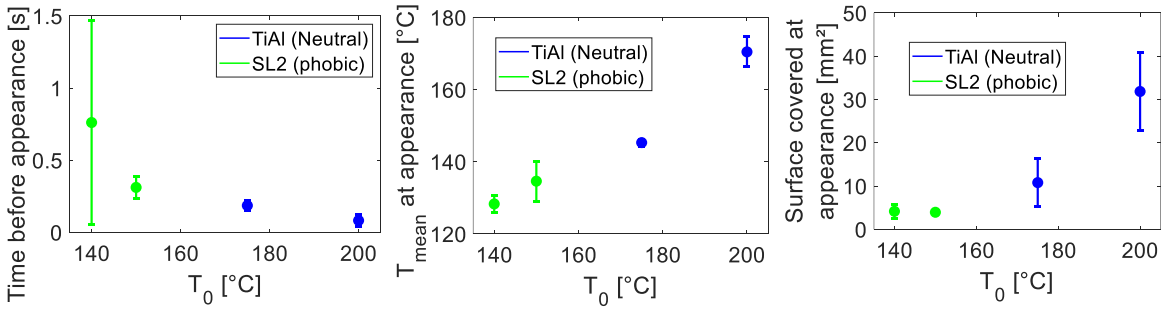


FIGURE 7.30 – Durée moyenne, température moyenne sous la goutte et surface couverte par le liquide au moment du déclenchement du **régime de goutte dansante** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Critères de déclenchement résiliant

Les indicateurs utilisés dans cette section permettent de dégager certaines tendances et d'améliorer la compréhension générale de l'enchaînement des régimes observés. Ils apportent ainsi un éclairage intéressant sur la dynamique d'apparition des différents phénomènes, mais ne peuvent en aucun cas être considérés comme des critères de déclenchement précis. En effet, les régimes d'ébullitions sont intrinsèquement complexes et fortement aléatoires : leur initiation dépend d'une multitude de facteurs locaux tels que l'hétérogénéité de la surface, la distribution spatiale des sites actifs, ou encore les fluctuations transitoires de température. Réduire cette complexité à quelques grandeurs globales, comme un délai moyen ou une surface mouillée moyenne, ne peut rendre compte que d'une tendance statistique et non d'une règle universelle. Sans une segmentation spatiale fine ni une caractérisation locale des mécanismes en jeu, il apparaît donc impossible de définir des critères de déclenchement déterministes et généralisables.

7.2.3 Effets des régimes sur les transferts thermiques à la paroi

Dans cette section, l'objectif est de caractériser plus précisément le déroulement des régimes d'ébullition et d'identifier des indicateurs quantitatifs permettant de distinguer leurs effets. Sont considérés : la durée, la variation de température, le flux thermique moyen ainsi que la surface couverte avant et après chaque régime. L'analyse de ces paramètres en fonction de la mouillabilité offre une meilleure compréhension de l'influence de la nature de la surface sur les transferts thermiques et la dynamique de l'ébullition.

Régime de nucléation faible

Les résultats sont présentés à la Figure 7.2.3, pour la durée moyenne, l'évolution de la température moyenne sous la goutte, le flux moyen et l'évolution de la surface mouillée lors d'un régime de **nucléation faible**, en fonction de la température initiale du substrat et de la mouillabilité des surfaces.

La durée moyenne du régime de **nucléation faible** décroît avec l'augmentation de la température initiale du substrat, quelle que soit la mouillabilité de la surface. Sur la surface de TiAlN, ce régime ne dépasse rarement quelques centaines de millisecondes, même à basse température, alors qu'il dure en moyenne 1 s sur la surface de SL2, et peut se prolonger pendant plusieurs secondes sur la surface de TiAl. Cette différence réside

dans le fait que, sur TiAlN, la **nucléation faible** se traduit généralement par la croissance d'une bulle qui finit par exploser (Figure 7.31). Après l'explosion, si la température du substrat le permet, le liquide entre en **ébullition pleinement développée**, sinon il s'évapore lentement. À la fin du régime, la surface mouillée est largement supérieure à celle initiale, en raison de la projection de liquide lors de l'explosion de la bulle, avec une augmentation de l'ordre de 40 mm^2, soit un doublement de la surface mouillée. Ce liquide projeté s'étale sans forme précise sur la surface solide, et provoque une chute de la température moyenne. Pendant son évaporation, il se rétracte progressivement, formant finalement des gouttelettes circulaires. La croissance de la bulle génère un échange thermique significatif, avec un flux moyen compris entre 15 et 55 W selon la température du substrat, relativement indépendante de la température initiale.

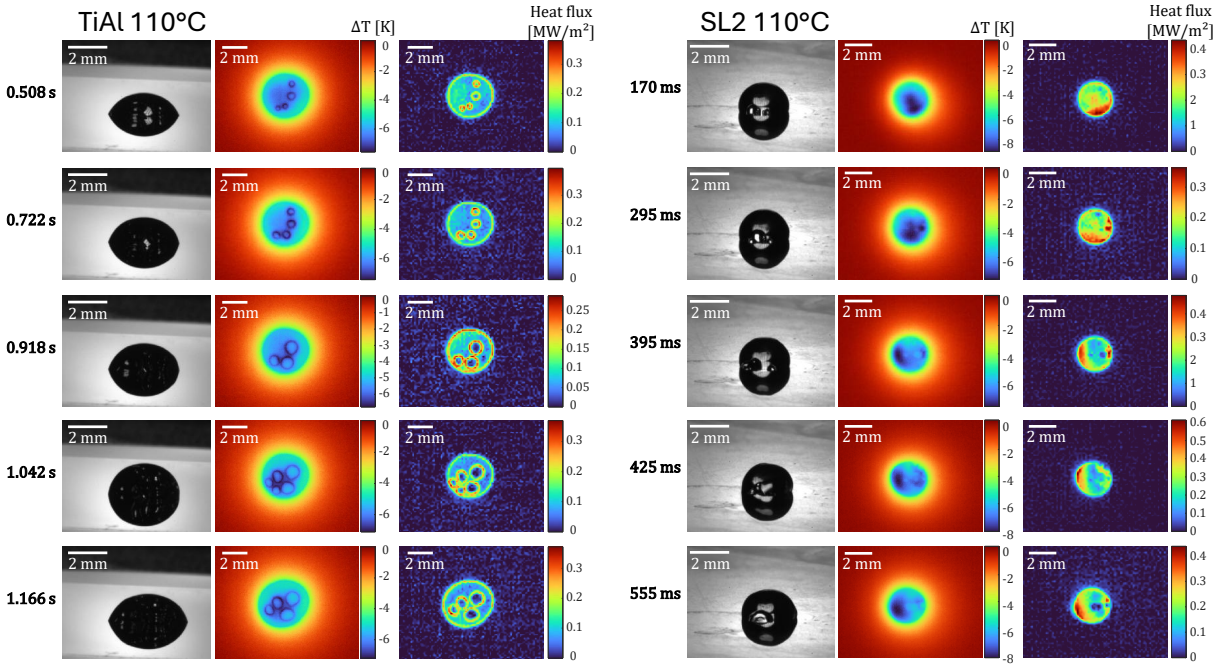


FIGURE 7.31 – Photographie, carte de température réduite et de densité de flux d'un exemple typique du régime de **nucléation faible** sur une surface de TiAl et de SL2 à $T_0 = 110$ °C.

Sur la surface de TiAl, la **nucléation faible** peut se déclencher à différents moments de la durée de vie de la goutte. Un déclenchement juste après l'impact entraîne souvent une légère augmentation de la surface mouillée (Figure 7.31), mais dans un liquide dont la température moyenne est encore largement abaissée par l'impact. Si la **nucléation faible** survient après une phase de repos prolongée ou à la suite d'un régime d'**ébullition pleinement développée**, la température moyenne peut décroître dans le premier cas et augmenter dans le second. La surface mouillée tend généralement à diminuer dans ces deux scénarios. L'ensemble de ces facteurs explique la forte variabilité des marqueurs de température et de surface. Quel que soit le moment du déclenchement, ce régime reste associé à un flux thermique relativement faible, mais peut produire un échange d'énergie total important à basse température, en raison de la durée prolongée du régime.

Enfin, sur la surface de SL2, la **nucléation faible** survient généralement après la phase d'impact ou d'**ébullition pleinement développée**. Cela se traduit par une élévation quasi systématique de la température moyenne et une diminution de la surface mouillée

(dans le cas post-ébullition pleinement développée). Le flux thermique moyen et l'énergie échangée restent faibles par rapport aux deux autres types de surface.

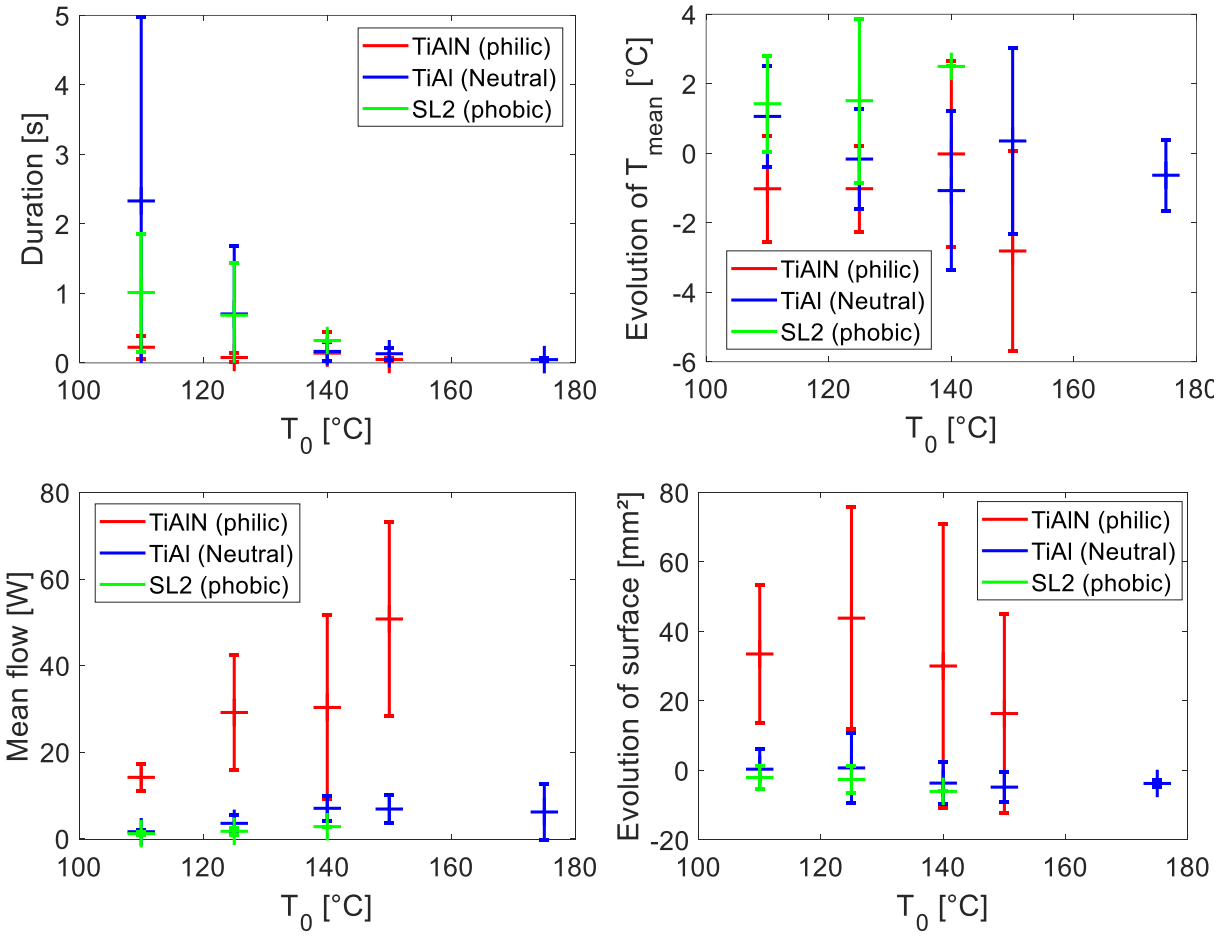


FIGURE 7.32 – Durée moyenne, évolution de la température moyenne sous la goutte, flux moyen et évolution de la surface moyenne lors d'un régime de **nucléation faible** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Régime d'ébullition en moussage

Le régime d'**ébullition en moussage**, illustré sur la Figure 7.22, se caractérise par une durée de quelques centaines de millisecondes. Les principaux résultats sont présentés à la Figure 7.33. La nucléation lente qui définit ce régime entraîne un échange thermique limité, et par conséquent une faible énergie transférée qui est de l'ordre de 1 J. Comme ce régime se produit systématiquement après la phase d'impact, il provoque toutefois une légère augmentation de la température moyenne sous la goutte au cours de sa durée. Ce régime s'accompagne également d'une augmentation notable de la surface mouillée, reflétant la croissance progressive des bulles et leur répartition sur la zone de contact.

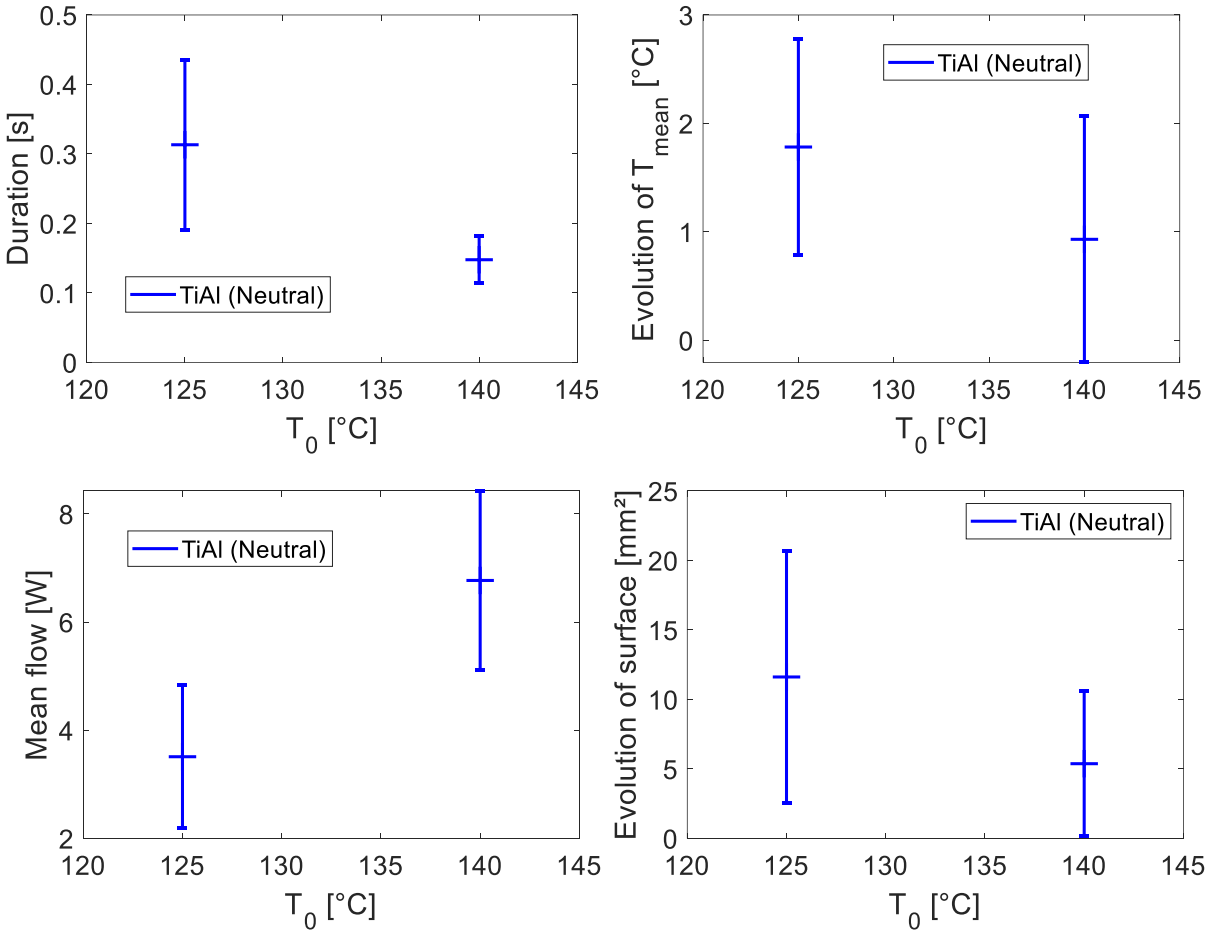


FIGURE 7.33 – Durée moyenne, évolution de la température moyenne sous la goutte, flux moyen et évolution de la surface moyenne lors d'un régime d'**ébullition en moussage** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Régime d'ébullition pleinement développée

Le régime d'**ébullition pleinement développée** n'apparaît qu'à haute température sur la surface de TiAlN, dans la plage $T_0 = 140$–150 °C. Un exemple de ce régime sur TiAlN est visible sur la Figure 7.22, et les résultats sont présentés à la Figure 7.34 pour les indicateurs : durée moyenne, variation de la température moyenne sous la goutte, flux thermique moyen, évolution de la surface mouillée et énergie totale transférée, en fonction de la température initiale des substrats et de leur mouillabilité.

Sur TiAlN, ce régime présente une durée de vie très courte, mais il est associé à un transfert thermique intense, d'environ 80 W, induisant un refroidissement moyen significatif de la paroi. Il favorise l'augmentation de la surface mouillée, notamment par la répétition de la croissance et de l'éclatement des bulles. L'énergie totale échangée au cours du régime est élevée, typiquement de 3 à 4 J.

Pour la surface de TiAl, le régime d'**ébullition pleinement développée** apparaît dès $T_0 = 125$ °C jusqu'à $T_0 = 150$ °C, avec une durée de vie courte ($< 0{,}3$ s). Il engendre un transfert thermique moyen de l'ordre de 15 W, indépendamment de la température du substrat, et provoque un refroidissement moyen de la surface de quelques °C. Il fait souvent suite à un régime d'**ébullition en moussage**, et de ce fait conduit généralement à une diminution de la surface mouillée.

Enfin, sur la surface de SL2, le régime d'**ébullition pleinement développée** se

manifeste dès $T_0 = 110$ °C, avec une durée moyenne importante pouvant dépasser 10 s. À cette température, le flux thermique moyen est faible (quelques watts maximum), mais la longue durée entraîne une énergie totale échangée significative, pouvant excéder 10 J, ce qui constitue la quasi-totalité de l'énergie impliquée dans le changement de phase de la goutte. Lorsque la température initiale du substrat augmente, l'importance de ce régime diminue en termes de durée et d'énergie échangée. Le flux moyen reste très faible et la surface mouillée évolue peu, conséquence de la faible mouillabilité qui limite l'étalement du liquide.

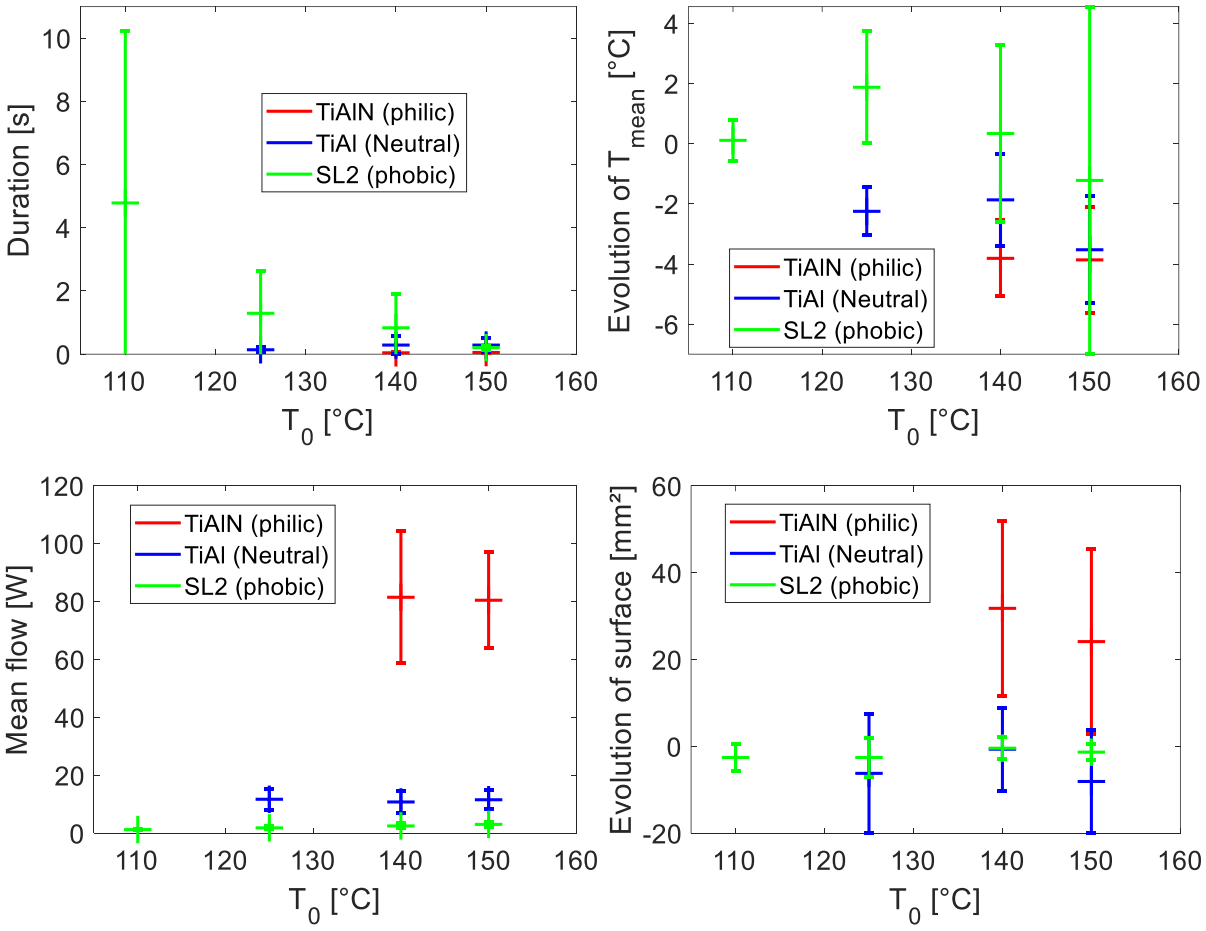


FIGURE 7.34 – Durée moyenne, évolution de la température moyenne sous la goutte, flux moyen et évolution de la surface moyenne lors d'un régime d'**ébullition pleinement développée** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

Régimes de goutte dansante

Le **régime de la goutte dansante** présente un comportement distinct selon la mouillabilité, comme illustré à la Figure 7.35. Les principaux résultats sont présentés à la Figure 7.36.

Sur la surface de SL2, ce régime se caractérise par une durée de vie relativement longue, de l'ordre de la seconde, tandis que sur la surface de TiAl, ce régime est passager et ne dépasse généralement pas quelques centaines de millisecondes.

Sur TiAl, la goutte est plus étalée et la nucléation plus intense comparativement à SL2, ce qui s'explique en partie par la différence de température du substrat lors de l'apparition du régime sur ces surfaces. Ce régime est associé à un transfert thermique important sur

TiAl, typiquement de 10 à 30 W, contre seulement quelques watts sur SL2 (Figure 7.36). En conséquence, il entraîne un refroidissement modéré sur TiAl, alors que la température moyenne s'élève sur SL2. La forte nucléation sur TiAl provoque des oscillations violentes et des bonds de la goutte dans des directions aléatoires, rendant le centre de masse très mobile. À l'inverse, la goutte sur SL2 conserve une forme globalement sphérique.

La surface mouillée diminue au cours de ce régime, la réduction étant plus marquée sur TiAl, où jusqu'à 30 mm^2 de surface peuvent disparaître, soit la majeure partie de la surface initiale. L'énergie transférée reste de l'ordre du joule pour les deux surfaces, indépendamment de la température du substrat.

Dans les deux cas, l'empreinte laissée par la goutte sur les cartes de densité de flux est très irrégulière et varie d'une image à l'autre, ce qui constitue une signature caractéristique du régime de goutte dansante.

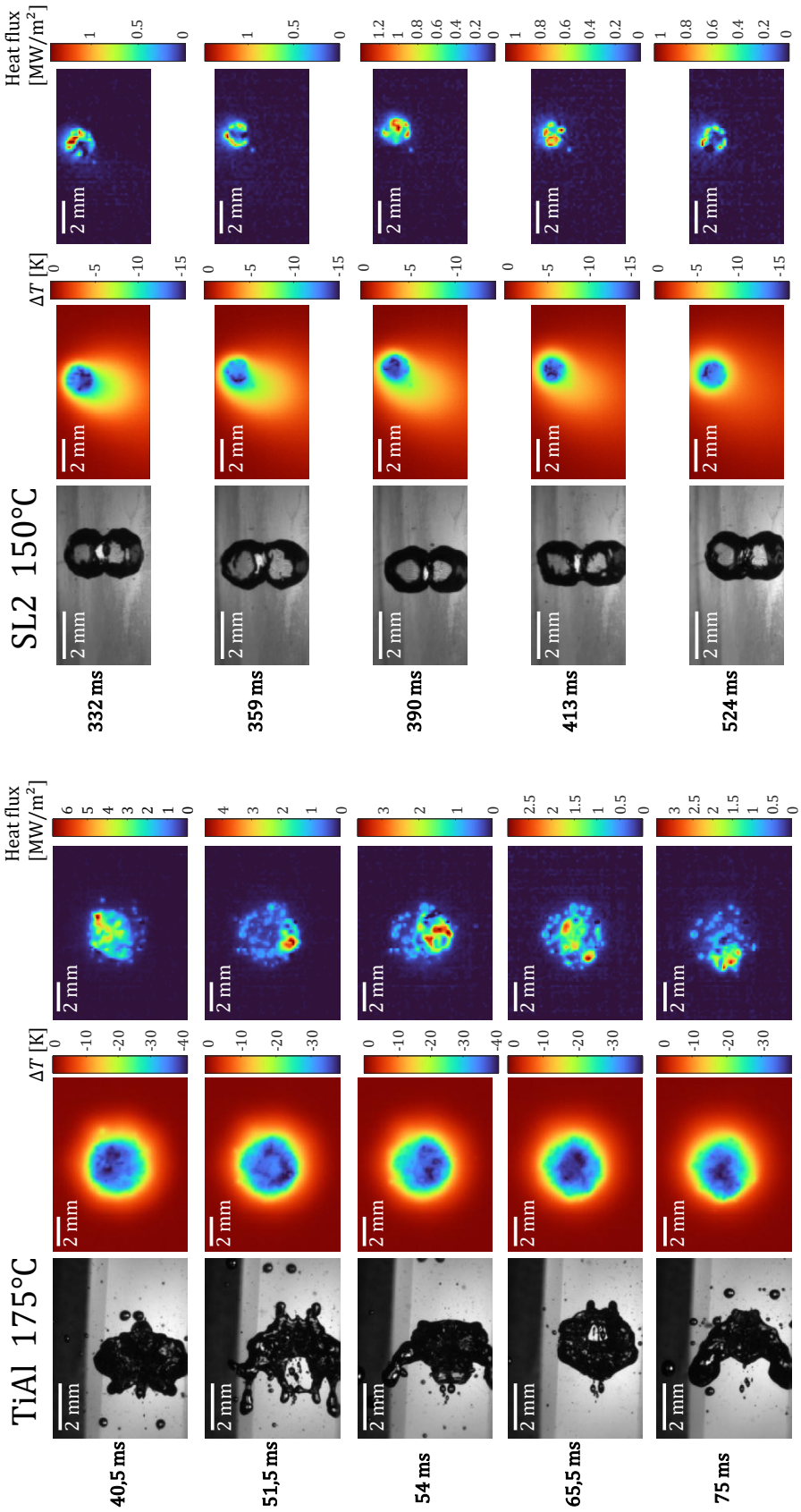


FIGURE 7.35 – Photographie, carte de température réduite et de densité de flux d'un exemple typique du **régime de goutte dansante** sur une surface de TiAl à$T_0 = 175$ °C et de SL2 à$T_0 = 150$ °C.

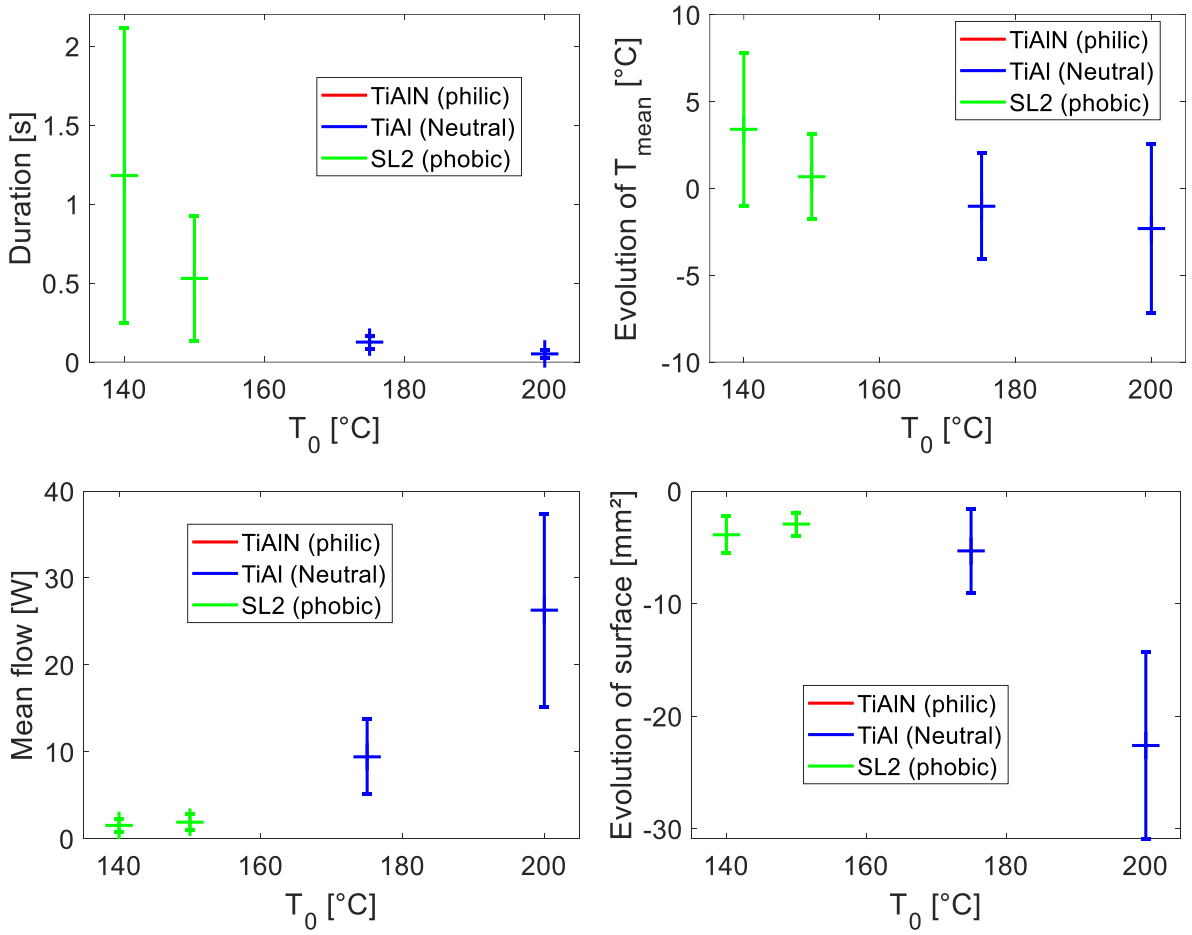


FIGURE 7.36 – Durée moyenne, évolution de la température moyenne sous la goutte, flux moyen et évolution de la surface moyenne lors d'un **régime de goutte dansante** en fonction de la température initial du substrat à différente mouillabilité.

7.2.4 Importance des différents régimes

Comme montré précédemment, les différents régimes d'ébullition peuvent s'enchaîner successivement au cours de la durée de vie de la goutte. L'importance relative de chacun d'entre eux dans le processus de disparition complète de la goutte peut s'évaluer non seulement en termes de fraction du temps total qu'ils occupent, mais également en fonction de leur contribution aux transferts énergétiques. La Figure 7.37 présente la durée et l'énergie relatives extraites par chaque régime d'ébullition en fonction de la température initiale de la paroi pour les trois surfaces de mouillabilité différente. Les temps et l'énergie relatifs sont normalisés par la durée de vie totale de la goutte et par l'énergie totale échangée pendant l'interaction goutte/paroi. Le reste du temps et de l'énergie provient des autres régimes, notamment l'évaporation.

À basse température ($T_0 < 130$ °C), le régime de **nucléation faible** représente moins de 10 % du temps et entre 20 % et 30 % de l'énergie extraite pour les surfaces de TiAlN et SL2, contre plus de 30 % du temps et 40 % de l'énergie pour la surface de TiAl. Lorsque les autres régimes d'ébullition apparaissent, ils occupent généralement une part de temps plus importante que la **nucléation faible**, à l'exception du régime d'**ébullition en moussage**, qui reste généralement bref. L'énergie extraite par ces régimes suit globalement la même tendance que leur fraction de temps.

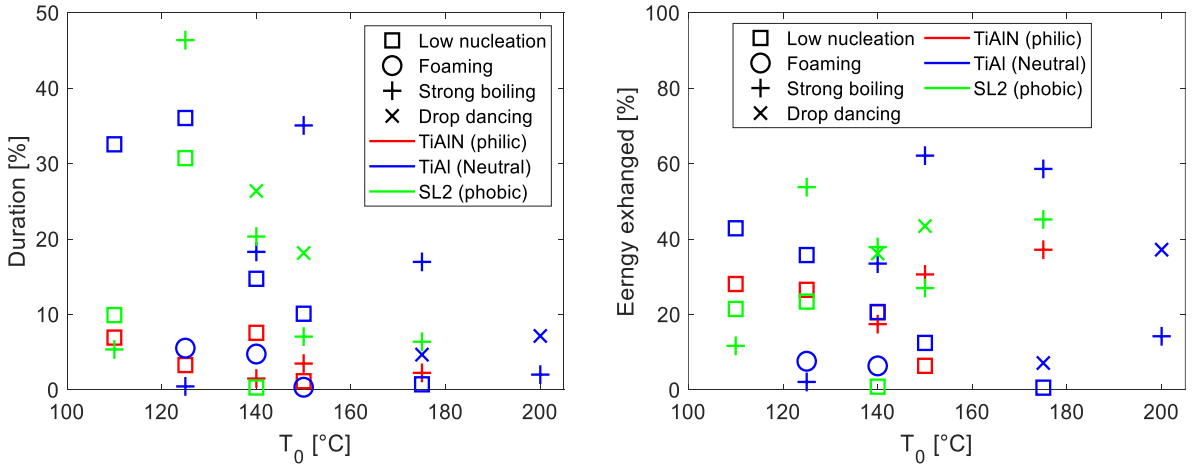


FIGURE 7.37 – Durée relative et énergie relative échangée pour les différents régimes d'ébullition en fonction de la température initiale du substrat pour différentes mouillabilités.

La Figure 7.38 présente la somme des durées et des énergies extraites pour tous les régimes afin de comparer l'importance relative de l'ensemble des phénomènes d'ébullition. Pour la surface de TiAlN, les différents régimes d'ébullition ne représentent jamais plus de 10 % de la durée de vie de la goutte et 25 % à 35 % de l'énergie extraite, cette contribution augmentant avec la température initiale de la paroi. Après un phénomène de **nucléation faible**, éventuellement suivi d'un court régime d'**ébullition pleinement développée**, la goutte s'évapore lentement, représentant l'écrasante majorité du temps et de l'énergie échangée.

Sur la surface de TiAl, l'ébullition représente environ 35 % du temps et 45 % de l'énergie, tandis que sur SL2, elle ne représente que 17 % du temps et 32 % de l'énergie, le reste étant constitué d'évaporation pure. Avec l'augmentation de la température de paroi, l'ébullition devient rapidement dominante en temps et en énergie, en particulier sur SL2, où près de 80 % de l'énergie est extraite par l'ébullition. À partir de $T_0 = 175$ °C, la part des régimes d'ébullition diminue, notamment en raison de l'apparition du régime de **Leidenfrost** ou **pré-Leidenfrost**, qui survient généralement après la phase de **goutte dansante** sur les surfaces de TiAl et SL2. Sur TiAlN, l'énergie échangée par les régimes d'ébullition ne dépasse pas 40 % du total, car jusqu'à $T_0 = 175$ °C, la goutte termine systématiquement en évaporation pure.

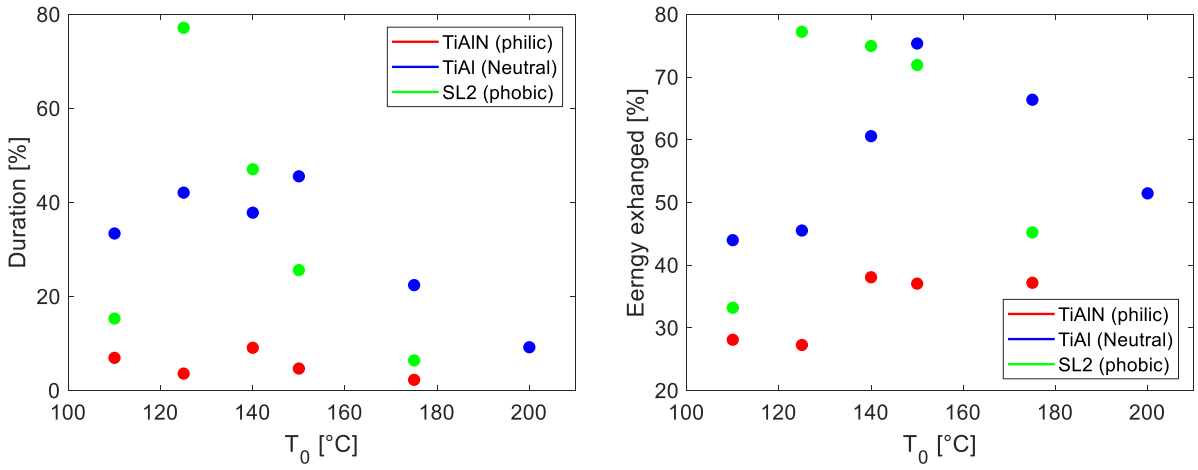


FIGURE 7.38 – Durée relative et énergie échangée relative pour l'ensemble des régimes d'ébullitions en fonction de la température initial de substrat pour différentes mouillabilité.

7.3 Segmentation des images – Méthodologie et analyse

La grande diversité des régimes observée rend les approches globales de description de l'ébullition, fondées sur des grandeurs moyennes (flux, température, surface, *etc.*), nécessairement limitées pour décrire avec précision les phénomènes. Une distinction précise des différents éléments présents sur les images est donc indispensable à la caractérisation des structures inter-faciales, telles que les bulles de vapeur ou les zones mouillées. L'analyse quantitative de ces structures repose sur une succession d'opérations de traitement d'image visant à segmenter les différentes régions d'intérêt et à en extraire les objets intéressants.

Le travail présenté, encore à un stade préliminaire, a ainsi pour objectif de détecter les bulles et d'identifier les différentes zones qui les composent (bulles, région triple extérieure, zones mouillées et régions triples intérieures).

La densité de flux local peut être très faible dans certaines zones mouillées, atteignant parfois le niveau du bruit de mesure. À l'inverse, elle peut varier fortement d'une image à l'autre, selon les événements transitoires tels que la nucléation, la coalescence ou l'éclatement des bulles. Il est ainsi rapidement apparu qu'un critère simple, fondé uniquement sur le niveau de flux thermique — qu'il soit défini par un seuil absolu ou relatif — ne permettait pas d'identifier correctement les bulles dans toutes les situations.

La méthode développée dans la présente étude s'inscrit dans cette logique. Elle repose sur une approche de segmentation multi-étapes combinant des techniques de prétraitement (moyennage temporel, correction du contraste, normalisation, *etc.*), une détection des contours par la méthode *Laplacian of Gaussian* (LoG), ainsi qu'une analyse morphologique destinée à identifier et classifier les différentes zones de l'image (goutte principale, bulles, lignes triples, *etc.*). Cette démarche vise à fournir une segmentation robuste, cohérente et reproductible des phénomènes observés, tout en limitant le recours à des paramètres empiriques. Elle demeure toutefois limitée à la détection des zones sèches, caractéristiques des régimes de faible nucléation, et ne permet pas encore de traiter les situations impliquant des bulles recouvertes d'un film liquide mince.

7.3.1 Étape 1 – Prétraitement et conditionnement des images

Avant toute opération de segmentation, il est essentiel d'effectuer un ensemble d'étapes de pré-traitement destinées à améliorer la qualité et la stabilité des images brutes. Ces opérations visent principalement à réduire le bruit de mesure, à corriger les variations des dérives de niveaux et à normaliser les données.

Moyenne glissante temporelle

À basse température, le bruit peut être significatif. Afin de le réduire, une moyenne temporelle glissante est appliquée sur des images consécutives :

$$I'_t = \frac{1}{N} \sum_{k=t-N/2}^{t+N/2} I_k,$$

où I'_t est l'image moyennée au temps t, et N le nombre d'images considérées. Cette opération ne constitue pas une approximation dans le cadre de nucléation faible, car la fréquence d'acquisition des images excède largement la dynamique temporelle des bulles et de la goutte dans le régime de faible nucléation.

Recadrage

Un masque grossier est défini manuellement afin d'éliminer les éléments parasites (support du saphir, bordures visibles, *etc.*) et de recadrer l'image autour de la zone d'intérêt. Les pixels masqués sont rognés afin de limiter la zone de calcul.

Correction du gamma et écrêtage du contraste (optionnel)

Un écrêtage des niveaux de gris est souvent appliqué pour limiter l'influence des valeurs aberrantes. Typiquement, les 3 % des pixels les plus faibles et les 3 % les plus forts sont écrêtés. De plus, les pixels de flux négatif, correspondant uniquement à du bruit, sont mis à zéro.

Une correction gamma peut également être appliquée afin de redistribuer les intensités. Soit I l'intensité normalisée d'un pixel, alors :

$$I_{\text{corr}} = I^{1/\gamma}$$

où $\gamma > 1$ permet de mieux distinguer des objets sombres sur fond sombre.

Normalisation

L'image est ensuite normalisée dans l'intervalle $[0, 1]$:

$$I_{\text{norm}} = \frac{I_{\text{corr}} - I_{I_{\text{min}}}}{I_{I_{\text{max}}} - I_{I_{\text{min}}}}$$

Agrandissement (optionnel)

Une interpolation bilinéaire peut être appliquée pour augmenter artificiellement la résolution spatiale de l'image afin d'améliorer la précision de certaines étapes de segmentation ou de filtrage.

Cette étape peut améliorer la précision de certaines opérations de segmentation, mais n'a pas été jugée nécessaire dans le cas étudié.

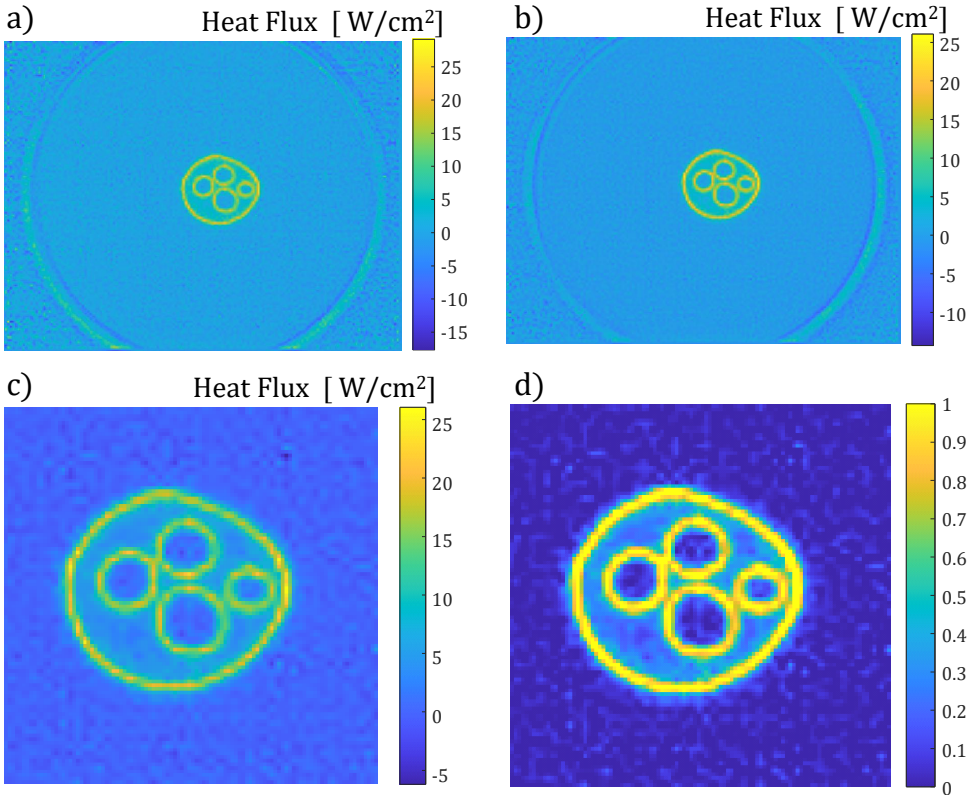


FIGURE 7.39 – Exemple de pré-traitement d'une image : avec a) l'image initial, b) moyenne glissante sur 5 images, c) recadrage et d) correction gamma, écrêtage et normalisation. Cas d'un impact de goutte d'eau en ébullition faible sur une surface de TiAl à 110 °C.

7.3.2 Étape 2 – Détection des contours : méthode Laplacian of Gaussian (LoG)

La méthode *Laplacian of Gaussian* (LoG) est une technique classique et robuste pour la détection de bords et de contours fermés d'objets. Elle présente l'avantage de s'annuler aux maxima locaux, facilitant ainsi la localisation des contours fermés. Le principe de fonctionnement est le suivant :

1. Lissage avec un filtre gaussien

L'image est d'abord lissée par convolution avec une fonction gaussienne $G_\sigma(x, y)$ d'écart-type σ :

$$G_\sigma(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$I_2 = G_\sigma \circledast I_{\text{norm}}$$

afin de réduire la sensibilité au bruit. $\circledast$ est le produit de convolution. Le Laplacien est ensuite appliqué :

$$\nabla^2(I_2) = \frac{\partial^2}{\partial x^2}(I_2) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}(I_2)$$

Les contours sont détectés en recherchant les passages par zéro du résultat (*zero-crossings*) :

$$\mathrm{LoG}(I_2) = 0,$$

ou, plus pratiquement, en imposant un seuil négatif $\varepsilon < 0$:

$$\mathrm{LoG}(x, y) < \varepsilon$$

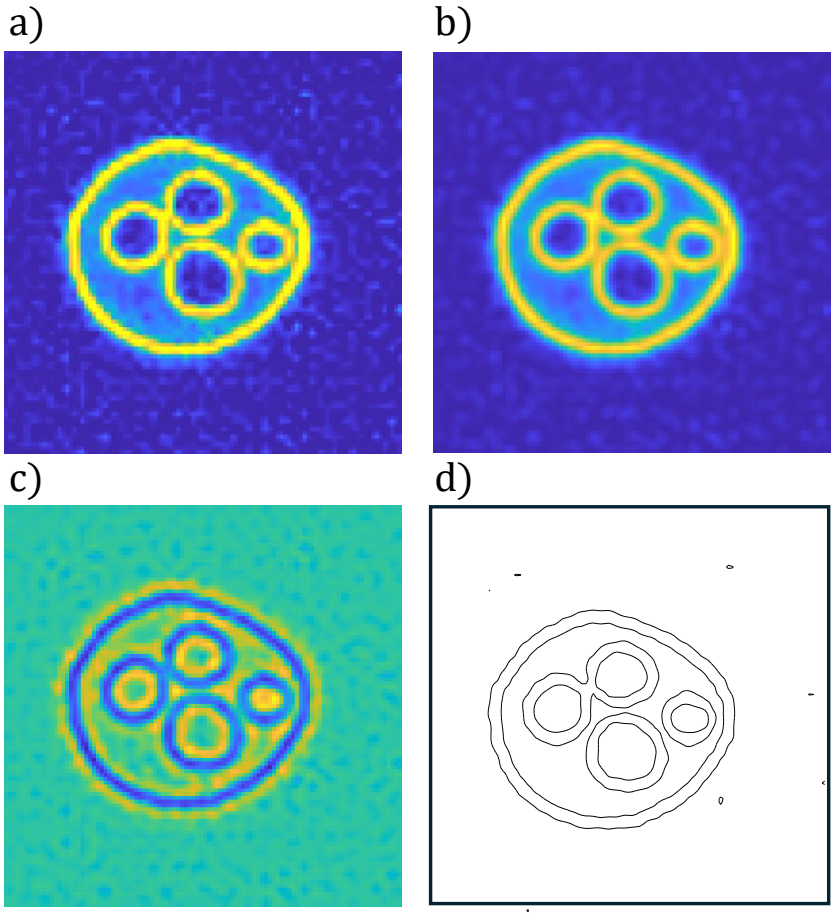


FIGURE 7.40 – Illustration de quelques-unes des opérations réalisées par la méthode LoG : a) image normalisée, b) filtrage gaussien $\sigma = 3$ c) Laplacien et d) ligne iso-valeur $\varepsilon = -0,007$.

7.3.3 Étape 3 – Détection et analyse des objets

Cette étape vise à segmenter l'image afin d'identifier et de classer les différentes zones, dans le but d'extraire des indicateurs quantitatifs : flux global, surface, périmètre, ou encore nombre d'objets détectés.

Segmentation initiale

La partie négative du Laplacien conserve le contour extérieur de la goutte tout en révélant les contours internes des bulles. Cette propriété en fait un critère efficace de segmentation.

$$B = (\mathrm{LoG}(I_2) < -\varepsilon)$$

Détection de la goutte

Pour identifier la goutte principale, il est nécessaire d'éliminer les résidus présents dans l'image booléenne B, issus du bruit et situés en dehors de la goutte. Les trous internes de B sont comblés à l'aide de la fonction `imfill` (MATLAB). L'image est ensuite décomposée en régions de pixels connexes (connectivité 4 ou 8). Parmi ces régions, seule celle contenant le plus grand nombre de pixels est conservée comme **masque principal** M, représentant la goutte.

Détection des bulles

Les bulles situées à l'intérieur de la goutte sont extraites en combinant M avec l'image booléenne B issue de la segmentation, en supprimant les zones connectées au bord :

$$H = \text{fill_border}(M \cap B)$$

où *fill_ border* représente le remplissage des régions connectées au bord de l'image. En MATLAB, l'opération correspondante utilisée est

$$H = \text{not}(imfill(\text{not}(imfill(\text{not}((\text{not}(M) + M \cdot * B)), [1, 1])), [1, 1]))$$

L'image H est segmentée afin d'identifier les pixels appartenant à chaque bulle. Pour chaque région ainsi isolée, des propriétés quantitatives sont évaluées, telles que la surface (nombre de pixels) ou la circularité. En pratique, la fonction `regionprops` de MATLAB. permet d'extraire ces mesures et de retourner les résultats sous la forme d'une structure organisée.

Détection de la ligne triple de contact (optionnel)

L'exemple présenté sur les figures 7.39 et 7.40 illustrent une ébullition de type faible nucléation. Une région correspondant à la ligne triple de contact entourant bulles et gouttes peut être déterminée, avec une épaisseur suffisamment importante pour être résolue spatialement sur les images. Dans ce contexte, il peut être intéressant d'extraire cette région de la ligne de contact. La procédure peut être décrite comme suit :

Ligne de contact autour des bulles : En s'inspire de la détection des bulles, il est possible d'isoler la ligne de contact entourant les bulles dans la goutte en remplissant les zones connectées au bord de l'image afin de supprimer le fond et de ne conserver que les contours internes. En MATLAB, l'opération correspondante utilisée est

$$T_B = \text{not}(imfill(\text{not}((\text{not}(M) + M \cdot * B)), [1, 1]))$$

Ligne de contact autour de la goutte : Pour la ligne de contact entourant la goutte, l'opération correspondante découle de la précédente :

$$T_G = M \cdot * B - T_B$$

L'épaisseur de la ligne triple ainsi estimée dépend à la fois du paramètre et du lissage gaussien appliqué à l'image de départ. Ainsi, la manière dont la méthode LoG est mise en œuvre influence directement la précision et la qualité du résultat

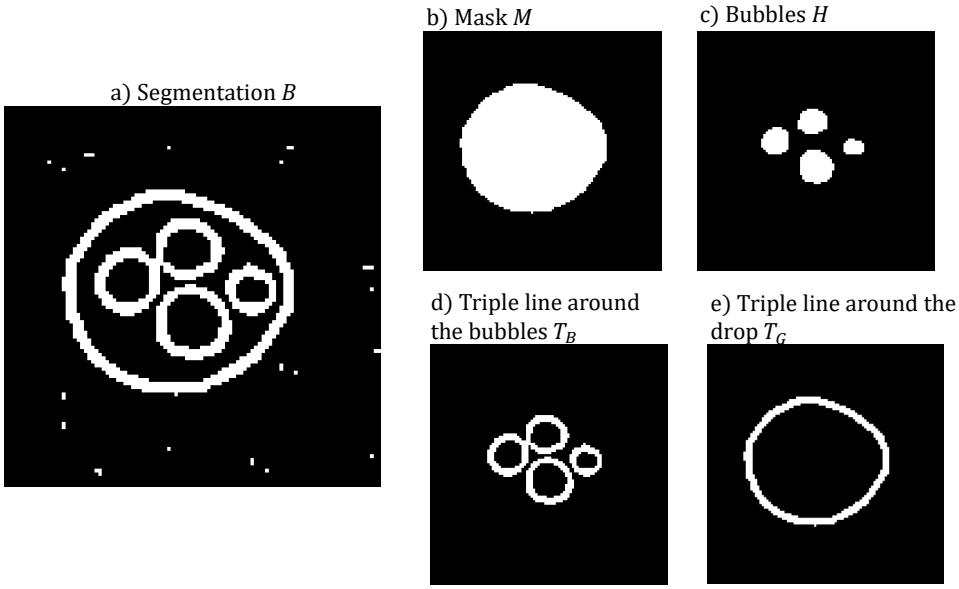


FIGURE 7.41 – Illustration de certaines opérations réalisées lors de l'étape 3 « Détection et analyse des objets ». Le cas expérimental présenté est identique à celui des figures 7.39 et 7.40.

7.3.4 Variante robuste

La méthode précédente, bien que simple et peu paramétrée, devient insuffisante lorsque certaines bulles se connectent au bord de la goutte. Le calcul du Laplacien et la segmentation pour obtenir les images B et M ne posent aucune difficulté, mais on observe que la ligne triple des quatre bulles est entièrement connectée à la ligne de contact de la goutte. En raison de cette connexion, la détection des bulles selon la méthode précédente devient impossible, car l'image H serait vide. Il est alors nécessaire de modifier la procédure, ce qui introduit des paramètres et seuils supplémentaires.

Fermeture morphologique : L'image C est obtenue à partir de B et M. Elle correspond à la partie centrale de la goutte, vides inclus (dus à la ligne triple des bulles), mais excluant le bord (la ligne triple de la goutte).

$$C = (M \cup (M \cap B))$$

Pour combler les trous internes, on applique une fermeture morphologique qui correspond à une dilatation suivie d'une érosion, avec un élément structurant, par exemple un disque de rayon r. Le rayon doit correspondre à la taille maximale des cavités à combler. Cela fournit une image pleine du centre de la goutte, notée C_2. On peut alors extraire :

— la ligne triple de la goutte : $M - C_2$

— la ligne triple de la goutte : $C - C_2$

Détection des bulles : À partir de C, toutes les zones sont détectées, puis un test de circularité est appliqué pour exclure les surfaces mouillées qui ne correspondent pas à des bulles. Ce test nécessite un seuil supplémentaire pour identifier correctement les objets circulaires.

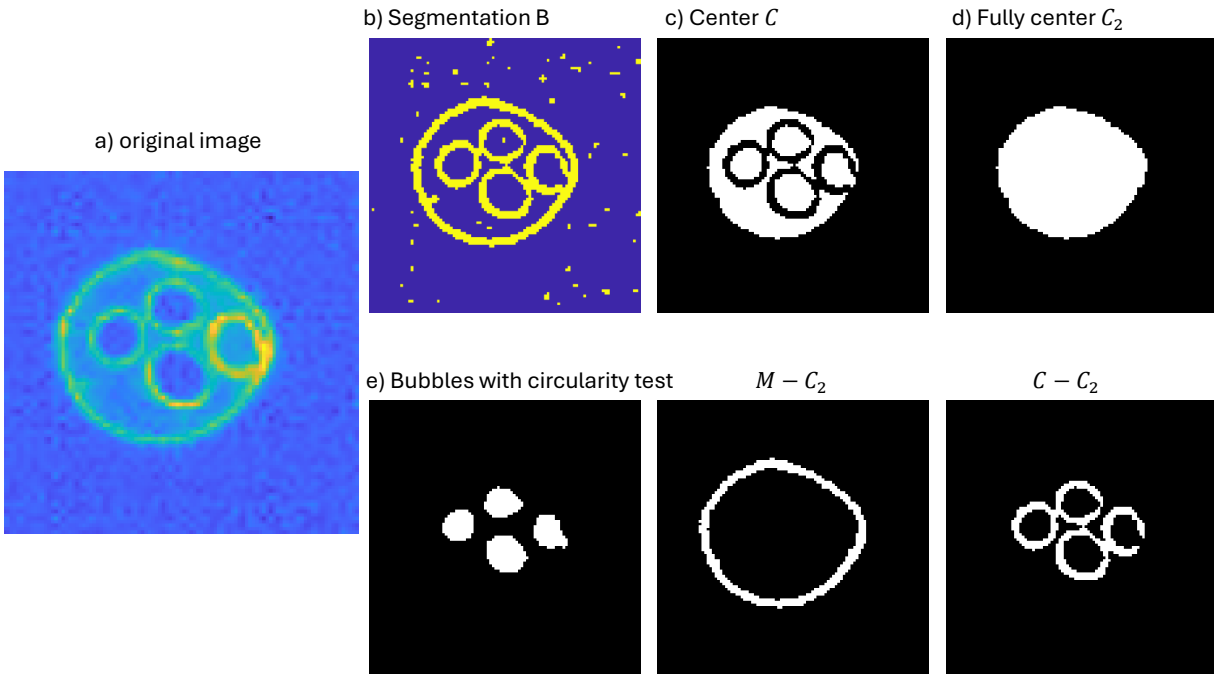


FIGURE 7.42 – Illustration de certaines opérations réalisées pour la variante proposée.

Il est difficile de concevoir une méthode unique capable de traiter tous les cas rencontrés sans introduire de seuils et paramètres supplémentaires, ce qui rend la procédure rapidement complexe et génère autant de versions que de situations à traiter. Les deux versions proposées ont cependant été testées de manière convaincante sur plusieurs cas de nucléation faible et s'adaptent assez bien aux situations d'ébullition avec moussage, comme illustré à la Figure 7.43. En revanche, elles ne sont pas adaptées à la détection de bulles reposant sur un film mouillant, qui peut être observé dans certains cas, par exemple lorsque les bulles percent la surface supérieure de la goutte, se détachent ou grandissent rapidement.

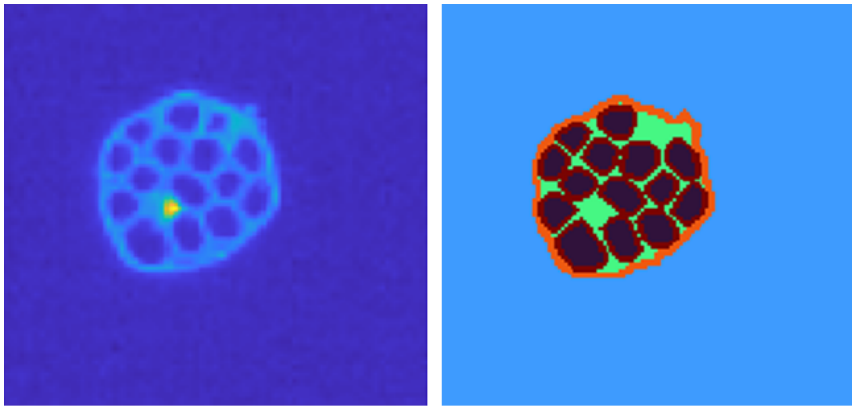


FIGURE 7.43 – Exemple d'analyse de la structure d'une goutte dans le régime d'ébullition en moussage avec détection des bords et des contours des bulles. En rouge, la ligne triple extérieur représentant le contour de la goutte, en vert la surface mouillé, en marron les lignes triple intérieur, correspondant aux bords des bulles qui sont en noir.

7.3.5 Utilisation des images segmentées

Le traitement d'image décrit précédemment a été appliqué au cas d'un régime d'ébullition en moussage. Cette approche permet, grâce à la segmentation, de distinguer différentes zones caractéristiques du phénomène : la ligne triple extérieure, le liquide mouillant, les bulles et les lignes triples internes. À partir de cette classification, il devient alors possible de quantifier séparément leurs surfaces, leurs densités de flux thermiques ainsi que les flux globaux associés, offrant ainsi une lecture détaillée des mécanismes de transfert de chaleur au sein du régime d'ébullition en moussage.

La surface de la ligne triple extérieure, la surface mouillée, la surface occupée par les bulles (zones non mouillantes) et la surface des lignes triples intérieures sont représentées sur la Figure 7.44.

La surface de la ligne triple extérieure augmente dans un premier temps, puis diminue légèrement, comportement typique de ce régime. Les surfaces des bulles et des lignes triples intérieures évoluent de manière similaire, car elles sont directement liées : au début, leur valeur est très faible en raison du petit nombre et de la taille limitée des bulles. Avec le temps, le nombre de bulles augmente ainsi que leur diamètre, ce qui entraîne une croissance rapide de ces surfaces. Lorsque les bulles commencent à coalescer, la surface totale des lignes triples intérieures diminue, tandis que la surface des bulles cesse d'augmenter.

Finalement, le régime d'ébullition en moussage s'éteint progressivement : certaines bulles se détachent et percent la surface de la goutte (voir Figure 7.45). La surface mouillée reste globalement constante dans un premier temps, car l'accroissement de la surface totale de la goutte est essentiellement dû à la croissance des bulles. Lorsque celles-ci disparaissent, la surface totale diminue légèrement mais les bulles sont principalement remplacées par du liquide en contact direct avec la paroi.

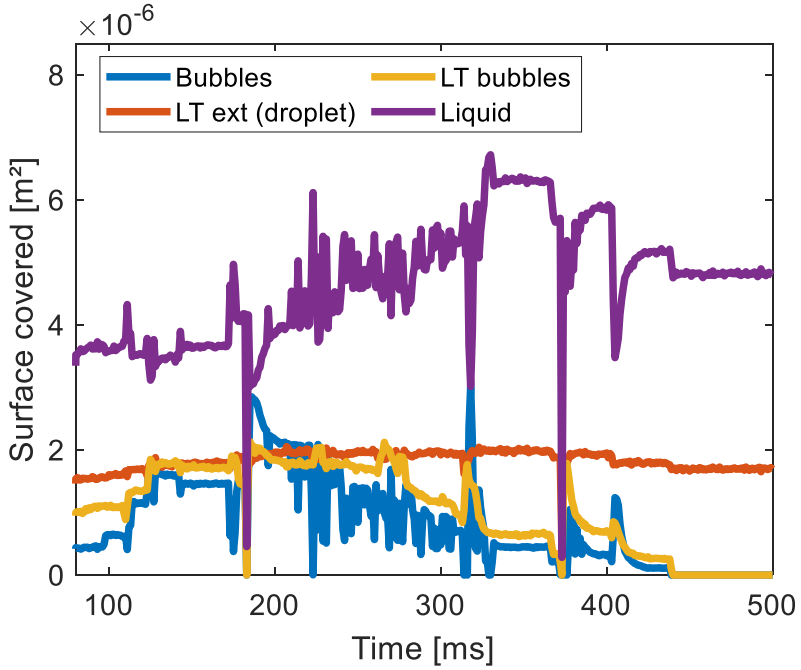


FIGURE 7.44 – Évolution de la surface de la ligne triple extérieur (LT = ligne triple), de la surface mouillé, de la surface des bulles et de la surface des lignes triples intérieurs en fonction du temps lors d'un régime d'ébullition en moussage.

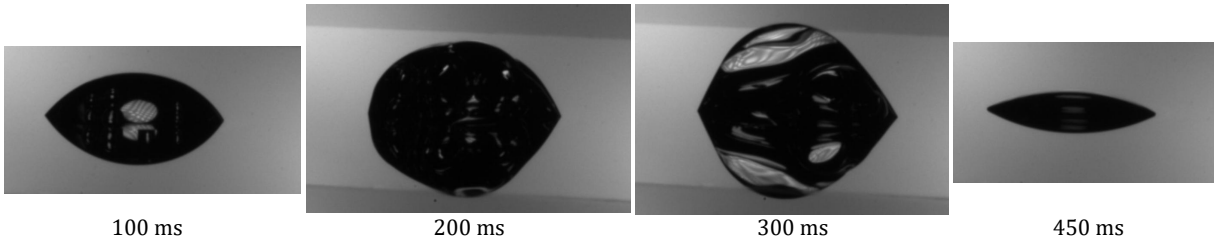


FIGURE 7.45 – Photographies d'instant représentatif de l'ébullition en moussage avec au début un faible nombre de petite bulle, puis une croissance de ces dernières. À la fin du régime, le nombre de bulles a largement diminué par coalescence et certaines commencent à percer la surface. Finalement, l'ébullition s'arrête et la goutte entre en régime d'évaporation quasi-statique.

La densité de flux thermique moyenne est très faible au niveau des bulles, ce qui s'explique par l'absence de contact direct entre le liquide et la paroi. Elle n'est toutefois pas nulle, en raison des transferts de chaleur résiduels possibles à travers la vapeur, par convection et conduction.

La densité de flux moyenne dans le liquide diminue légèrement au cours du temps : le liquide s'échauffe progressivement jusqu'à atteindre une température proche de l'équilibre, réduisant ainsi le gradient thermique et donc l'intensité des échanges de chaleur.

Les densités de flux au niveau des deux lignes triples (extérieure et intérieure) sont initialement similaires. Par la suite, la densité de flux associée aux bulles décroît, tandis que celle de la ligne triple extérieure augmente. Cette diminution peut être attribuée à la réduction progressive des échanges thermiques entre la paroi et les bulles, qui tendent à disparaître.

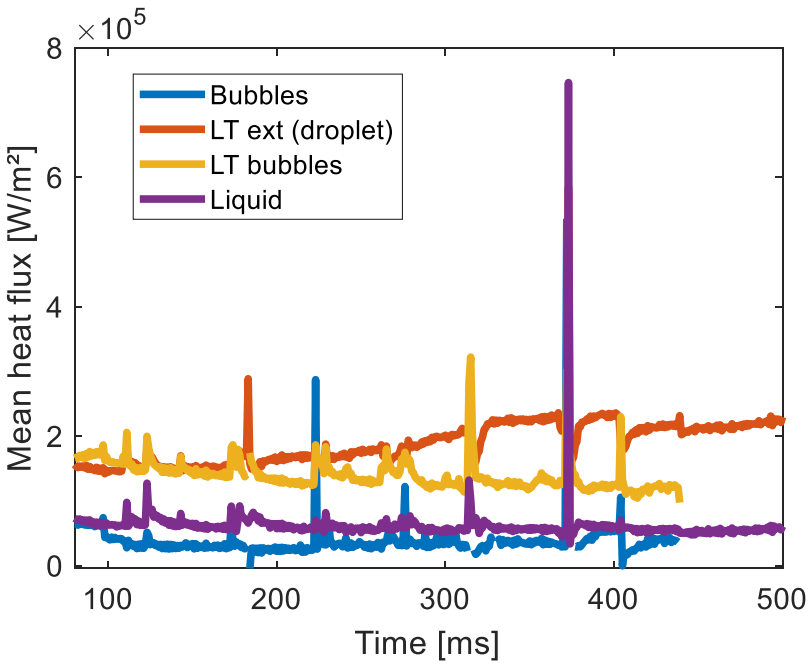


FIGURE 7.46 – Évolution de la densité de flux moyenne de la ligne triple extérieur (LT = ligne triple), de la surface mouillé, de la surface des bulles et de la surface des lignes triples intérieurs en fonction du temps lors d'un régime d'ébullition en moussage.

Finalement, le flux de chaleur échangé au niveau des bulles reste très faible, conséquence directe de la faible densité de flux observée dans ces zones. Les flux associés au liquide et aux lignes triples présentent des valeurs proches en début de régime et augmentent simultanément. Par la suite, le flux correspondant aux lignes triples internes diminue, en raison de la réduction de leur surface. En revanche, les flux liés au liquide et à la ligne triple extérieure continuent de croître, soutenus à la fois par l'augmentation de leur surface et par la hausse de la densité de flux locale.

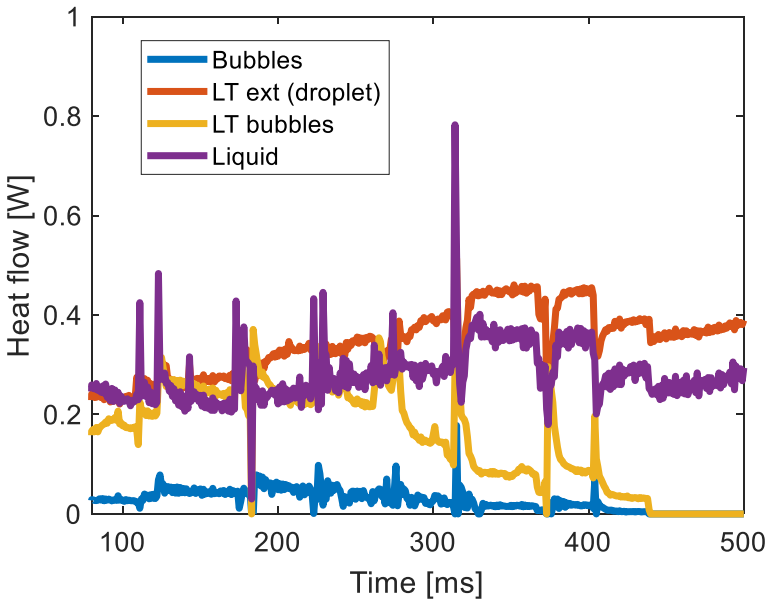


FIGURE 7.47 – Évolution du flux de chaleur échangé par la ligne triple extérieur (LT = ligne triple), la surface mouillé, la surface des bulles et la surface des lignes triples intérieurs en fonction du temps lors d'un régime d'ébullition en moussage.

7.3.6 Conclusion sur la segmentation des images

L'approche de segmentation développée dans ce chapitre est indispensable pour l'analyse fine des régimes d'ébullition. En effet, une approche globale, ne permet pas de distinguer les contributions locales des différentes zones de la goutte. Pour répondre à cette limitation, une méthode de détection basée sur le *Laplacian of Gaussian* a été mise en place. Cette approche, à la fois simple, robuste et peu paramétrable, offre une excellente stabilité tout en assurant une détection cohérente des structures caractéristiques.

La procédure de traitement détaillée permet d'isoler la ligne triple extérieure, la surface mouillante, les bulles non mouillantes ainsi que la ligne triple interne qui les délimite. Appliquée à un cas représentatif d'ébullition en moussage, cette méthode a permis d'obtenir une segmentation fiable des images et d'en déduire l'évolution temporelle des surfaces, des densités de flux thermiques et des flux associés à chaque zone. Ces résultats fournissent des informations nouvelles sur les échanges thermiques locaux au sein de régimes d'ébullition complexes.

Les résultats obtenus sont très prometteurs et ouvrent la voie à des développements futurs. Des verrous subsistent néanmoins, notamment la distinction des bulles formées sur un film liquide, la détection précoce des bulles lors de leur nucléation, ainsi que l'extension de la méthode à des régimes d'ébullition plus complexes ou plus instables. L'amélioration

de ces points permettra de consolider cette approche comme un nouvel outil pour l'analyse des transferts de chaleur dans les régimes d'ébullition.

7.4 Bilan global des transferts de chaleur

Après avoir étudié séparément les régimes d'ébullition et leurs successions, il est désormais possible d'adopter une approche plus globale, centrée sur l'énergie totale échangée avec le substrat au cours de la vie entière de la goutte.

L'énergie échangée est analysée en fonction de la température initiale de la surface, du nombre de Weber et de la mouillabilité du substrat. Elle correspond à la quantité de chaleur réellement transférée au cours de la durée de vie de la goutte, qui n'est pas nécessairement égale à l'énergie théorique $E = m\,(C_p \Delta T + L^*)$, car une partie du liquide peut quitter prématurément la surface sans s'être complètement échauffée ni vaporisée. Ce phénomène survient notamment lors des projections générées par l'ébullition ou au cours du régime de Leidenfrost, lorsque la goutte est expulsée hors de la surface. Dans ces situations, une fraction de la masse liquide s'échappe avant d'avoir transféré l'intégralité de son potentiel thermique, ce qui conduit à une réduction de l'énergie réellement extraite.

Pour visualiser ces effets, une représentation tridimensionnelle a été construite, mettant en relation l'énergie extraite avec la température de paroi, le nombre de Weber et la mouillabilité. Deux angles de vue de cette représentation sont présentés sur la Figure 7.48.

La tendance dominante est claire : pour tout nombre de Weber et toute mouillabilité, l'énergie extraite diminue lorsque la température initiale de la paroi augmente. Cette évolution s'explique par la succession des régimes observés. À basse température, la goutte se dépose sur la surface et s'évapore progressivement, transférant ainsi l'ensemble de son énergie thermique potentielle. Lorsque la température augmente, apparaissent des régimes d'ébullition accompagnés de projections de gouttelettes secondaires qui quittent la surface avant d'avoir complètement changé de phase. Plus la température initiale est élevée, plus ces projections deviennent importantes, réduisant d'autant l'énergie transférée.

Enfin, au-delà d'un certain seuil, dépendant de la surface, du nombre de Weber et de la température initiale, la goutte peut entrer dans un régime de rebond, avec ou sans mouillage, au cours duquel la majeure partie du liquide quitte la surface sans subir de vaporisation complète. La mouillabilité joue un rôle déterminant en influençant l'adhésion de la goutte et sa capacité à maintenir le liquide en contact avec la paroi plus longtemps, tout en favorisant une plus grande surface mouillante d'échange. L'énergie transférée est d'autant plus importante que la mouillabilité est élevée dès l'apparition de l'ébullition. Ces effets sont particulièrement marqués lorsqu'on compare la surface hydrophile à la surface la plus hydrophobe, cette dernière atteignant le régime de rebond à des températures relativement basses, dès $T_0 = 150$ °C.

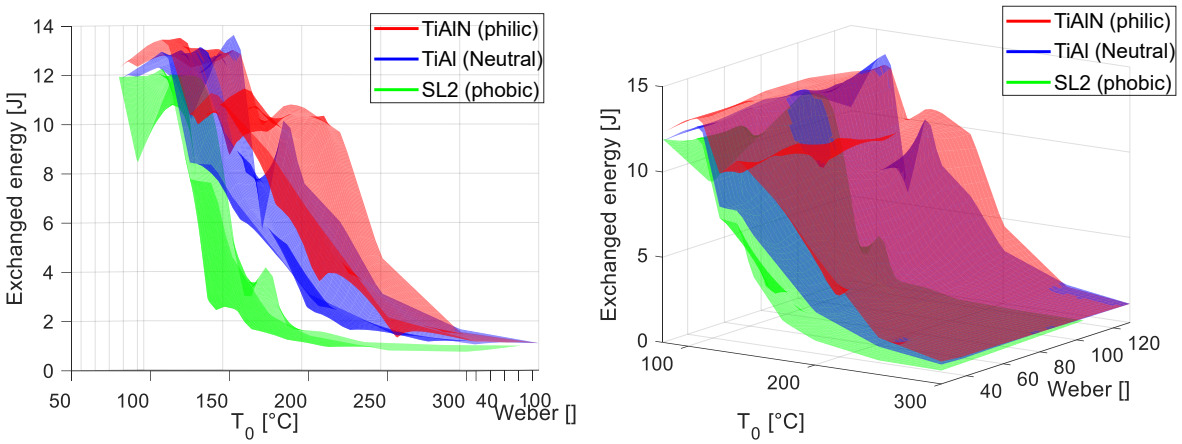


FIGURE 7.48 – Représentation tridimensionnelle de l'énergie extraite lors de la durée de vie d'une goutte de $2,2\ mm$ sur une paroi de mouillabilité différente pour des températures initiales de 80 à 300 °C à différent nombre de Weber.

Une paroi hydrophile apparaît donc plus favorable pour maximiser l'énergie extraite. Cependant, dans une perspective de refroidissement de surface, il est essentiel de considérer également le temps nécessaire à cet échange thermique. En effet, une énergie transférée élevée peut devenir moins pertinente si le processus s'effectue sur une durée longue. Pour cette raison, une seconde représentation consiste à diviser l'énergie extraite par le temps de résidence, fournissant ainsi le flux thermique moyen en fonction des paramètres étudiés, visible sur le groupe de Figure 7.49.

Comme montré précédemment, la surface hydrophile maximise l'énergie transférée. Couplé à un temps d'évaporation plus court que sur les surfaces moins hydrophiles, ce comportement rend cette surface particulièrement intéressante jusqu'à environ 125 °C, où l'évaporation domine. Au-delà, l'apparition de la nucléation réduit fortement le temps de résidence, soit par l'ébullition conduisant à un changement de phase rapide, soit par des rebonds induits par la formation de vapeur. La surface hydrophile perd alors en efficacité, car elle retarde la nucléation tout en favorisant la rétention de la goutte.

À l'inverse, la surface hydrophobe devient avantageuse à haute température. Elle entre rapidement en régime de **rebond sec**, transférant moins d'énergie par impact, mais sur des temps de résidence réduits de plusieurs ordres de grandeur. Dans ce contexte, elle peut sembler plus performante.

À plus haute température, les régimes de **rebond** et de **fracture** apparaissent pour l'ensemble des surfaces. Le flux moyen augmente alors, et les différences entre les surfaces tendent à s'atténuer, même si la surface hydrophobe conserve son comportement d'impact **sec**. Contrairement aux deux autres surfaces, elle favorise ainsi un temps de résidence très faible.

Toutefois, il est important de souligner que cette analyse repose uniquement sur l'impact d'une goutte isolée. Dans un contexte de refroidissement par pulvérisation, les gouttes ne disparaissent pas après le rebond et peuvent s'accumuler sur la surface, réduisant alors l'efficacité globale du transfert thermique. Ces résultats doivent donc être interprétés avec prudence en vue d'applications direct au refroidissement par pulvérisation.

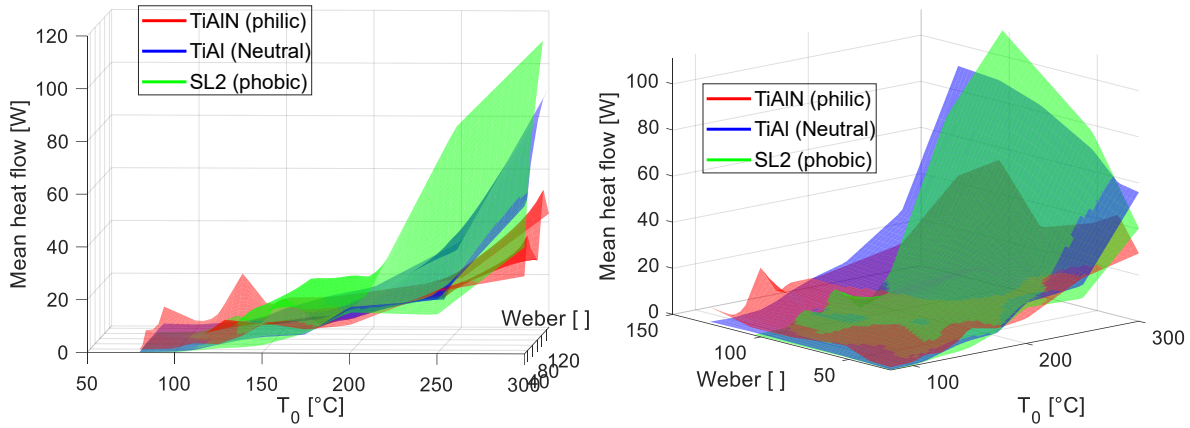


FIGURE 7.49 – Représentation tridimensionnelle du flux moyen échangé lors de la durée de vie d'une goutte de $2,2\ mm$ sur une paroi de mouillabilité différente pour des températures initiales de 80 à 300 °C à différent nombre de Weber.

Finalement, la surface d'échange doit également être prise en compte. En effet, pour un flux thermique donné, une surface de contact plus réduite se traduit mécaniquement par une densité de flux plus élevée. Afin de tenir compte de cet effet géométrique, le flux thermique moyen est divisé par la surface maximale mouillée atteinte au cours du temps de résidence de la goutte. Une dernière carte tridimensionnelle est alors établie, représentant la densité de flux moyenne au cours de l'impact (Figure 7.50).

Les tendances observées sont globalement similaires à celles du flux moyen : jusqu'à 200 °C, les différences de temps de résidence entre les surfaces sont plus marquées que celles liées à la surface mouillée maximale. De plus, la surface hydrophobe, générant une surface mouillée plus faible, accentue les écarts déjà observés sur le flux moyen en augmentant la densité de flux moyenne.

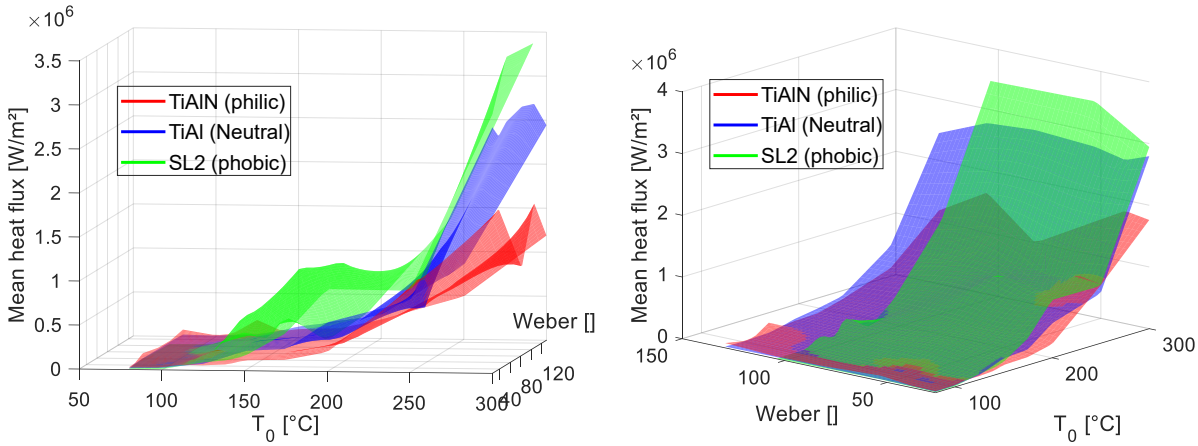


FIGURE 7.50 – Représentation tridimensionnelle de la densité de flux moyenne lors de la durée de vie d'une goutte de $2,2\ mm$ sur une paroi de mouillabilité différente pour des températures initiales de 80 à 300 °C à différent nombre de Weber.

7.5 Conclusion

Les régimes post-impact ont été étudiés en détail afin de comprendre les mécanismes thermiques gouvernant la vie de la goutte après l'impact. Dans un premier temps, le régime d'évaporation a été examinée à basse température, où aucune nucléation n'apparaît. Cette évaporation s'apparente alors largement à l'évaporation d'une goutte sessile. Ce régime révèle différents modes d'évaporation selon la nature de la surface. L'analyse spatiale de la densité de flux thermique met en évidence que la densité de chaleur maximal apparaît au niveau de la ligne triple, et que son intensité dépend fortement de l'angle de contact. Plus cet angle est faible, plus la densité de flux à la ligne triple est élevée. Cette relation, de type $q''_{\mathrm{LT}} = A/\theta + B$, se vérifie de manière cohérente pour l'ensemble des mouillabilités et températures étudiées. La température d'évaporation influe sur l'amplitude de la densité de flux sans en modifier la tendance générale. Il a aussi été montré que le flux de chaleur échangé l'était principalement à la ligne triple, quelque soit la mouillabilité et la surface mouillée.

Dans un second temps, les régimes d'ébullition ont été analysés de manière approfondie. Une segmentation temporelle a permis d'isoler et de comparer les différents régimes observés. Aucun critère déterministe n'a toutefois pu être identifié pour prédire la transition d'un régime à un autre, la nucléation restant un phénomène hautement aléatoire, difficile à décrire à partir de grandeurs globales. Chaque régime a ensuite été caractérisé à travers plusieurs indicateurs — évolution de la température moyenne, flux thermique échangé, surface mouillée *ext.* — permettant de mieux cerner leurs spécificités. L'étude énergétique a montré que, pour les surfaces très hydrophiles, l'ébullition contribue moins efficacement aux échanges thermiques directs, mais favorise une surface mouillée plus étendue, ce qui renforce l'évaporation globale.

Une méthode de segmentation a été développée afin de distinguer différentes zones sur chaque image, zone mouillante, ligne triple et zones de bulles sèches. La procédure proposée, basée sur un filtre de type *Laplacian of Gaussian*, s'est révélée robuste malgré une paramétrisation limitée. Cette approche a été testée dans le cas d'une ébullition en moussage et permet d'estimer différents paramètres, tels que la densité de flux moyenne ou la surface associée à chaque zone. Les résultats obtenus sont très encourageants et ouvrent la voie à une caractérisation plus fine des mécanismes locaux de transfert thermique.

Enfin, les trois surfaces étudiées ont été comparées sur l'ensemble du cycle de vie de la goutte afin d'évaluer leur capacité à refroidir la paroi. L'analyse de l'énergie totale échangée met en évidence la supériorité de la surface très hydrophile, tandis que le nombre de Weber n'exerce qu'une influence secondaire. En revanche, lorsque l'on considère le flux moyenne — c'est-à-dire le rapport entre l'énergie échangée et le temps de résidence — et la densité de flux moyenne — c'est-à-dire le rapport entre l'énergie échangée, le temps de résidence et la surface mouillée maximale —, la surface hydrophobe semble plus intéressante. Cette analyse portant sur une goutte isolée, son extrapolation à la pulvérisation — où l'accumulation de liquide peut dégrader le transfert thermique — doit être envisagée avec prudence.

Bibliographie

[1] M. J. Gibbons, P. Di Marco et A. J. Robinson, « Heat flux distribution beneath evaporating hydrophilic and superhydrophobic droplets, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 148, p. 119 093, 2020, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119093

[2] P. C. Stephan et C. A. Busse, « Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 35, n° 2, p. 383-391, 1992, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(92)90276-X

[3] F. Demiray et J. Kim, « Microscale heat transfer measurements during pool boiling of FC-72 : effect of subcooling, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 47, n° 14, p. 3257-3268, 2004, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.02.008

[4] J. G. Myers, V. K. Yerramilli, S. W. Hussey, G. F. Yee et J. Kim, « Time and space resolved wall temperature and heat flux measurements during nucleate boiling with constant heat flux boundary conditions, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 48, n° 12, p. 2429-2442, 2005, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.12.050

Chapitre 8

Conclusion et perspective

8.1 Conclusion

Ce travail de thèse s'inscrit dans la problématique générale des phénomènes thermiques et hydrodynamiques liés à l'impact d'une goutte sur une surface chaude, inscrit dans le cadre des applications de gestion de la chaleur. L'étude menée vise à mieux comprendre ces interactions complexes entre goutte et paroi, à travers un ensemble d'expériences quantitatives réalisées dans des conditions contrôlées, à l'échelle de la goutte individuelle.

L'introduction présentée au **Chapitre** 1, et plus particulièrement les Sections 1.3 et 1.4, ont mis en évidence la grande diversité des phénomènes pouvant apparaître lors d'un impact de goutte sur une surface chauffée, ainsi que la difficulté de prédiction de ces phénomènes. Outre les propriétés du liquide et les conditions d'impact (vitesse, diamètre...), l'état de surface, et notamment sa mouillabilité, joue un rôle crucial. Elle peut modifier les comportements hydrodynamiques, ainsi que les transferts thermiques et la température locale et transitoire de la surface, qui interviennent de manière majeure dans le déclenchement et le développement de l'ébullition. Plusieurs études ont également souligné l'importance d'étudier ces régimes sur l'ensemble de la durée de vie de la goutte, car différents comportements peuvent s'enchaîner à mesure que la température de la surface se relaxe et que le liquide s'évapore.

Malgré l'intérêt scientifique du sujet, peu d'études sur des gouttes individuelles ont permis une caractérisation quantitative des échanges de chaleur, en raison de la difficulté de mesurer cette grandeur à ces échelles de temps et d'espace. Pourtant, connaître le flux de chaleur et la température sous la goutte impactante est essentiel pour décrire précisément les interactions entre la goutte et la paroi et leur influence sur le refroidissement. L'objectif de cette thèse est donc double :

1. Développer un système expérimental permettant des mesures fiables du transfert de chaleur lors de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface chaude.
2. Réaliser une étude paramétrique pour lever certains verrous de compréhension à différentes échelles de temps, en faisant varier la mouillabilité de la surface afin d'évaluer son incidence sur les transferts de chaleur au niveau de la paroi.

8.1.1 Imagerie du flux thermique en surface résolue en temps et en espace

Le dispositif expérimental présenté au **Chapitre** 2 repose sur un générateur de gouttes contrôlées impactant une paroi en saphir chauffée de manière précise. Une caméra infra-

rouge a été utilisée pour sa capacité à acquérir plusieurs milliers d'images par seconde et sa grande sensibilité dans la gamme de températures considérée (80 °C à plus de 300 °C). Le substrat en saphir est recouvert d'un dépôt mince émissif, permettant la capture à haute cadence du champ de température de surface par analyse des images dans l'infrarouge. Les surfaces peuvent également être fonctionnalisées par l'ajout de couches supplémentaires, permettant de passer d'un comportement hydrophile à neutre ou hydrophobe.

Pour remonter au flux de chaleur à partir des images thermiques, une méthode analytique a été développée au **Chapitre** 3 afin de résoudre le problème inverse de conduction dans le saphir. Cette approche combine des transformées discrètes de Fourier en espace (restreintes aux sinus) et des transformées de Laplace en temps, permettant de déterminer le flux thermique à partir des champs de température mesurés. Optimisée pour la rapidité et la robustesse, cette méthode a été validée numériquement et expérimentalement, démontrant son efficacité pour l'analyse des transferts thermiques transitoires.

Le caractère semi-transparent du saphir dans le domaine infrarouge utilisé implique une absorption et une émission dans l'épaisseur du substrat, couplées aux variations de température en surface induites par l'impact et l'ébullition de la goutte. La prise en compte de ce couplage a nécessité une étude détaillée des propriétés radiatives du saphir, afin d'évaluer leur dépendance à la longueur d'onde et à la température. Un modèle conducto-radiatif, présenté au **Chapitre** 4, a été élaboré pour corriger l'émission propre du saphir et obtenir une mesure non biaisée de la température en face avant, permettant ainsi de reconstruire le flux thermique à l'interface liquide-solide.

8.1.2 Classification des régimes

Dans le **Chapitre** 5, les régimes observés ont été classés en deux grandes familles, en fonction du temps nécessaire à leur apparition après l'impact et de la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique : **(i)** des régimes d'impact, dominés par l'étalement et le recul de la goutte, et **(ii)** les régimes post-impact, gouvernés par les échanges thermiques et les changements de phase, où l'écoulement interne résulte uniquement de phénomènes tels que l'évaporation et l'ébullition.

Un régime peu documenté, appelé **régime d'œuf sur le plat**, a été observé pendant la phase de recul sur des parois mouillantes.

Les cartes de régimes obtenues mettent en évidence l'influence combinée de la température de la paroi, de la mouillabilité et du nombre de Weber sur la succession temporelle des régimes. Une analyse du temps de séjour de la goutte a également été réalisée, ainsi qu'une estimation du temps de la première nucléation.

8.1.3 Étude de la phase d'impact

La phase d'impact, étudiée au **Chapitre** 6, se caractérise par des interactions intenses entre dynamique d'étalement et transferts thermiques. L'étalement maximal dépend principalement du nombre de Weber et de la mouillabilité, qui influence également la cinématique du recul et le flux de chaleur. L'effet de la mouillabilité tend à diminuer lorsque la température du substrat augmente.

Le temps d'apparition de la première nucléation joue un rôle clé dans l'évolution de la goutte. À mesure que la température du substrat augmente, la nucléation intervient de plus en plus tôt, affectant d'abord la phase de recul puis l'étalement, et modifie profondément la dynamique globale lorsque la nucléation se produit quasi-instantanément dès

le premier contact du liquide avec la paroi.

Le flux de chaleur échangé dépend de la différence de température entre la goutte et la paroi, ainsi que de la surface mouillée, elle-même influencée par la mouillabilité, la température et le nombre de Weber. Tant que la nucléation survient après le flux maximal, la relation entre flux maximal, mouillabilité et température reste linéaire. Lorsque la nucléation intervient pendant l'étalement, elle perturbe la dynamique et la densité de flux local, introduisant une non-linéarité. Il a été observé que le flux maximal apparaît à environ 85 % de l'étalement maximal, indépendamment du nombre de Weber et de la mouillabilité.

L'énergie échangée pendant la phase d'impact, limitée à quelques dizaines de millisecondes, atteint un maximum autour de 175 °C, résultant d'une compétition entre l'augmentation de la densité de flux thermique avec la température et la diminution du temps de contact et de la surface d'échange. Au-delà, l'apparition de régimes de **rebond** ou de **fracture** réduit significativement l'efficacité du refroidissement.

8.1.4 Étude des régimes post-impact

Le **Chapitre** 7 s'est concentré sur les régimes post-impact. Dans un premier temps, les mécanismes d'évaporation d'une goutte ont été étudiés pour différentes mouillabilités. Une méthode d'estimation de l'angle de contact, adaptée aux angles faibles difficiles à mesurer, a été développée. Ces mesures ont permis d'établir une relation directe entre l'angle de contact et le flux thermique maximal localisé à la ligne triple :

$$q''_{\max}(T, \theta) = \frac{A(T)}{\theta} + B(T),$$

valide indépendamment du mode d'évaporation.

À des températures plus élevées, l'apparition de ces régimes présente une grande variabilité temporelle et ne se corrèle pas simplement à la température ou au flux locale sous la goutte, car la nucléation nécessite la reconstitution d'une surchauffe locale suffisante pour se déclencher. Cela se traduit par des phases successives de variation d'activité d'ébullition, parfois plus longues ou plus courtes, selon la mouillabilité de la surface.

Une méthode de segmentation d'images a été développée pour identifier les zones mouillées, les zones asséchées et la ligne triple, offrant des résultats prometteurs pour l'analyse fine des régimes post-impact. Cette approche ouvre la voie à l'extraction de marqueurs quantitatifs supplémentaires, permettant une description plus complète et précise des différents régimes.

Ce travail met en lumière la richesse et la complexité des mécanismes couplant dynamique de goutte et transfert thermique lors d'un impact sur une surface chaude. La mouillabilité est un paramètre clé, influençant non seulement la surface mouillée, mais aussi les régimes observés et le déclenchement de la nucléation. La surchauffe nécessaire à la première nucléation dépend fortement de la surface : elle peut être quasi nulle sur une surface hydrophobe, alors qu'elle peut dépasser 50 K sur une surface très hydrophile.

Enfin, un bilan global sur l'ensemble de la durée de vie de la goutte a montré que les surfaces très hydrophiles maximisent l'énergie totale extraite, tandis que le nombre de Weber joue un rôle plus secondaire.

8.2 Perspectives

Les travaux réalisés dans cette thèse ouvrent de nombreuses perspectives de recherche. La base de données expérimentale obtenue est particulièrement riche et constitue un support solide pour des analyses complémentaires. Certaines conditions d'impact mériteraient toutefois d'être documentées de manière plus fine. Par ailleurs, l'intégration de techniques de mesure supplémentaires pourrait permettre de mieux comprendre certains mécanismes physiques encore peu explorés. Enfin, l'extension des méthodes développées à des configurations plus complexes constitue une évolution naturelle et prometteuse de ces travaux.

8.2.1 Exploitation et enrichissement de la base de données

- Dans le régime d'évaporation, la réalisation de mesures à un plus large éventail de températures, notamment à plus basse température, permettrait de consolider la corrélation mise en évidence entre l'angle de contact et la densité de flux thermique à la ligne triple.
- La méthode de segmentation d'images présentée au **Chapitre** 7 n'a pu être mise en œuvre que dans des cas relativement simples, pour lesquels le nombre de bulles reste limité. Le développement d'une approche plus robuste, par exemple fondée sur des méthodes d'intelligence artificielle, constituerait un atout majeur. Une telle approche permettrait d'identifier plus finement le rôle de chaque région de la goutte et de décrire les différents régimes à l'aide d'indicateurs quantitatifs plus pertinents.
- Enfin, pour les impacts à haute température, l'intégration d'un dispositif de fluorescence induite par laser (LIF) permettrait d'accéder à la température des fragments liquides éjectés. La combinaison de cette mesure avec celle de l'énergie extraite au niveau du substrat offrirait un moyen direct de dissocier les contributions respectives de la chaleur sensible et de la chaleur latente. Une telle distinction constitue un enjeu majeur car la chaleur sensible tend progressivement à dominer la chaleur latente à mesure que la température du substrat se rapproche du point de Leidenfrost.

8.2.2 Étude de l'ébullition de transition à plus hautes températures

L'étude présenté ici ce limite à une température maximale de 300 °C, ce qui correspond, pour les surfaces considérées, au domaine dans lequel le flux de chaleur moyen continue d'augmenter avec la température du substrat. Des observations préliminaires indiquent que, au-delà de 300 °C, la densité de flux maximale poursuit sa croissance avant de chuter brutalement à l'approche du point de Leidenfrost. Une extension de l'étude à ces températures plus élevées serait particulièrement pertinente afin de mieux comprendre les différences persistantes entre les surfaces de mouillabilités distinctes avant d'entrer dans le régime de Leidenfrost.

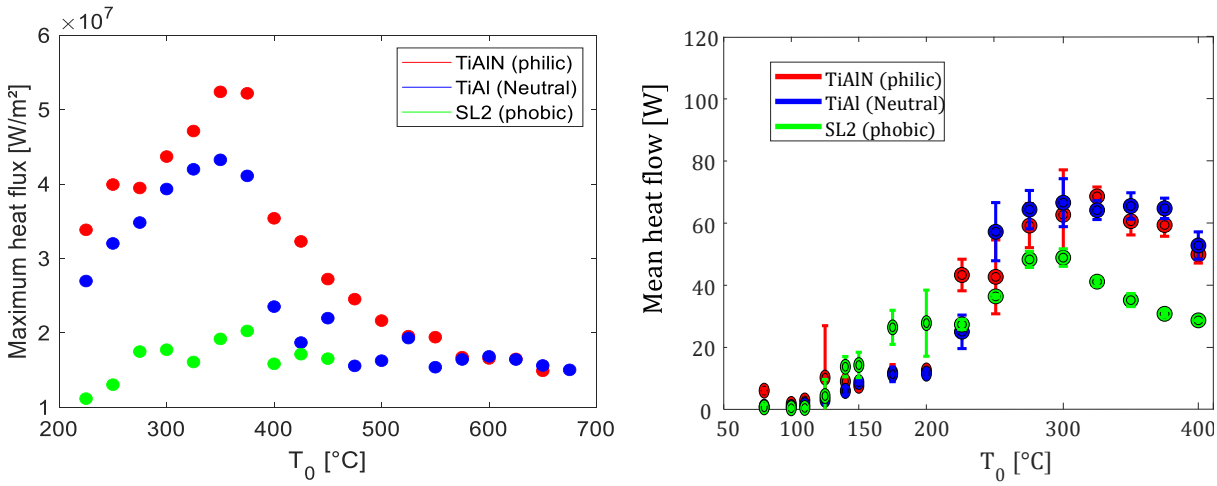


FIGURE 8.1 – Étude préliminaire de l'évolution de la densité de flux maximale et du flux moyen en fonction de la température pour les trois mouillabilités étudiées ($We = 56$).

8.2.3 Nouveaux types de surfaces

Les résultats obtenus soulignent le rôle déterminant de la mouillabilité. Une extension naturelle consiste donc à étudier des surfaces biphiliques, combinant des zones hydrophobes (initiant la nucléation) et hydrophiles (favorisant l'étalement et l'échange thermique). Ces surfaces pourraient constituer une solution très prometteuse pour optimiser le refroidissement dans des contextes à très fort flux thermique.

L'étude de surfaces texturées constitue une autre piste de recherche particulièrement prometteuse. La présence d'une porosité peut accroître la surface d'échange effective grâce à des mécanismes d'imbibition capillaire au sein des pores, contribuant ainsi à retarder l'assèchement et à intensifier les phénomènes d'ébullition. Une campagne expérimentale préliminaire menée sur des surfaces poreuses a déjà fourni des résultats encourageants, actuellement en cours d'analyse, qui suggèrent une amélioration notable des transferts de chaleur.

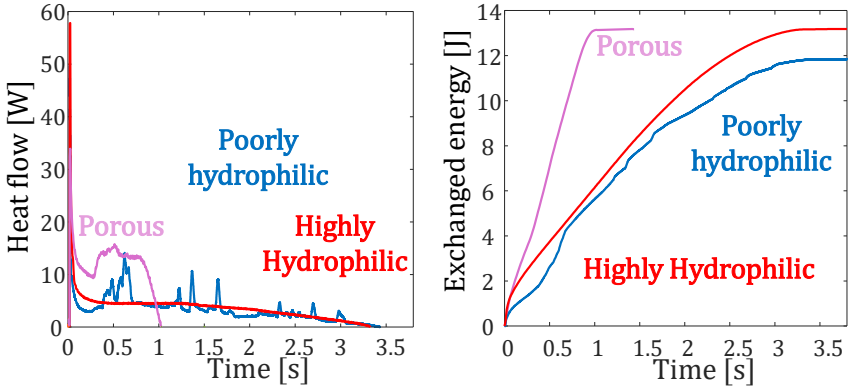


FIGURE 8.2 – Comparaison du flux et de l'énergie échangée lors de l'impact d'une goutte de 2 2 mm de diamètre sur différentes surfaces à 125 °C.

8.2.4 Impacts de gouttes multiples

Enfin, l'étude de l'interaction entre plusieurs gouttes voisines ouvre la voie à des configurations plus représentatives des applications industrielles, où les impacts simultanés de

nombreuses gouttes peuvent avoir un effet collectif. Les premières observations visuelles révèlent des interactions hydrodynamiques complexes, susceptibles d'influencer l'efficacité du refroidissement, selon l'écartement et le déphasage entre les impacts successifs.

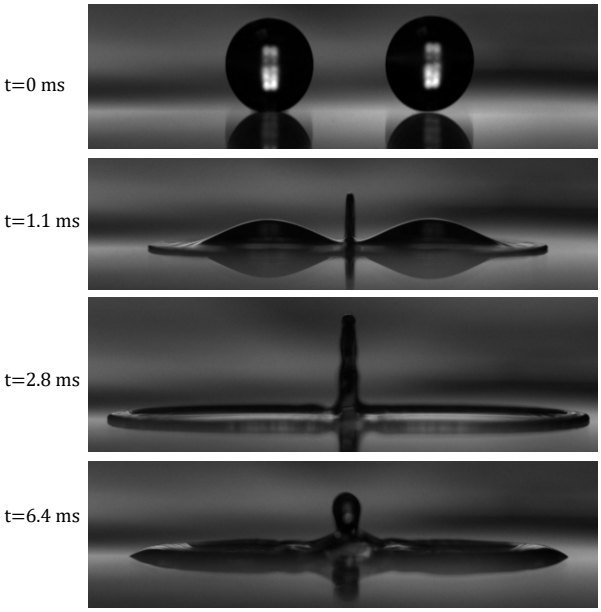


FIGURE 8.3 – Impact simultané de deux gouttes côte à côte ($We = 110$) sur une surface hydrophile à température ambiante.

Étude expérimentale de la dissipation de chaleur produite par l'impact de goutte sur des parois fonctionnalisées.

Les mécanismes couplés d'hydrodynamique et de transfert thermique lors de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface chauffée sont encore largement mal compris. Ces phénomènes interviennent dans de nombreuses applications de gestion de la chaleur, notamment le refroidissement de surface. Malgré son importance, l'étude quantitative de ces mécanismes reste limitée, notamment en raison de la difficulté de mesurer le flux thermique local et transitoire sous une goutte en impact.

Afin de répondre à ces enjeux, un dispositif expérimental a été développé, combinant un générateur de gouttes contrôlées et une paroi en saphir chauffée. Une caméra infrarouge haute cadence, associée à un dépôt émissif sur le substrat, permet d'accéder au champ de température de surface. Une méthode analytique originale a été élaborée pour résoudre le problème inverse de conduction dans le saphir et reconstruire le flux thermique en temps réel, en tenant compte des effets radiatifs liés à la semi-transparence du substrat. Cette approche, validée numériquement et expérimentalement, fournit des mesures fiables du flux local lors de l'impact. Une étude systématique des régimes observés a été menée en faisant varier la mouillabilité du substrat et le nombre de Weber pour différentes températures. Les régimes hydrodynamiques et thermiques ont été classés selon leur dynamique temporelle, distinguant la phase d'impact de la phase post-impact. Les résultats montrent que la mouillabilité contrôle fortement la dynamique d'étalement, le temps de contact et le déclenchement de l'ébullition. La température de surchauffe nécessaire à première nucléation dépend largement du substrat, pouvant être quasi nulle sur des surfaces hydrophobes et supérieure à 50 K sur des surfaces hydrophiles.

La phase d'impact révèle que le flux thermique maximal est atteint à environ 85% de l'étalement maximal, indépendamment du nombre de Weber et de la mouillabilité. Une compétition entre densité de flux et durée de contact conduit à un maximum d'énergie extraite autour de 175 °C, avant l'apparition de régimes de rebond ou de fragmentation réduisant l'efficacité du refroidissement. Le régime d'évaporation a été étudié et montre que la densité de flux maximale est localisée à la ligne triple. Une loi reliant densité de flux à cette ligne triple et l'angle de contact, de la forme $q''_{\max} = A/\theta + B$ a été montrée, et est valable pour différentes températures et mouillabilités.

À température plus élevée, l'apparition de la nucléation conduit à des régimes d'ébullition complexes, dont les transitions demeurent difficilement prédictibles. Une méthode de segmentation d'images basée sur un filtre Laplacian of Gaussian a été développée pour analyser finement les régimes d'ébullition et dissocier zones mouillées, bulles sèches et ligne triple. Cette approche ouvre la voie à l'extraction de nouveaux indicateurs locaux pour caractériser les transferts thermiques.

Ce travail démontre l'importance de la mouillabilité dans les mécanismes d'impact et d'ébullition, ainsi que la nécessité d'une analyse résolue en temps et en espace pour comprendre les régimes transitoires. Les surfaces hydrophiles maximisent l'énergie extraite sur la durée de vie de la goutte, tandis que les surfaces hydrophobes favorisent les régimes de rebond rapide, potentiellement avantageux en conditions de pulvérisation continue.

Mots-clés – Transferts de chaleur et de masse, Impact de goutte, Thermographie Infrarouge, Évaporation, Ébullition

Experimental study of heat dissipation from droplet impacts onto functionalized surfaces.

The coupled hydrodynamic and heat-transfer mechanisms occurring when a water droplet impacts a heated surface remain largely misunderstood. These phenomena play a central role in thermal-management applications, particularly in surface cooling. Despite their importance, quantitative studies are scarce, mainly due to the difficulty of measuring the local and transient heat flux beneath an impacting droplet.

To address these challenges, an experimental setup was developed, combining a controlled droplet generator with a precisely heated sapphire substrate. A high-speed infrared camera, paired with an emissive coating on the substrate, enables access to the surface temperature field. An original analytical method was devised to solve the inverse heat-conduction problem in the sapphire and reconstruct the heat flux in real time, while accounting for radiative effects associated with the semi-transparency of the substrate. This approach, validated both numerically and experimentally, provides reliable local heat-flux measurements during droplet impact. A systematic investigation of the observed regimes was conducted by varying the surface wettability and the Weber number over a range of temperatures.

Hydrodynamic and thermal regimes were classified according to their temporal evolution, distinguishing the impact phase from the post-impact phase. The results show that wettability strongly governs spreading dynamics, contact time, and the onset of boiling. The temperature required for the first nucleation event depends significantly on the substrate, being nearly zero on hydrophobic surfaces and exceeding 50 K on highly hydrophilic ones.

During the impact phase, the maximum heat flux occurs at approximately 85% of the maximum spreading diameter, independently of the Weber number and wettability. A competition between heat-flux density and contact duration leads to a peak in extracted energy around 175 °C, before rebound or fragmentation regimes emerge and reduce cooling efficiency. The evaporation regime was examined and shows that the maximum heat-flux density is localized at the triple line. A scaling law relating the heat-flux density at this triple line to the contact angle, of the form $q''_{\max} = A/\theta + B$, was established and holds for various temperatures and wettability conditions.

At higher temperatures, the onset of nucleation leads to complex boiling regimes, with transitions that remain difficult to predict. To characterize them, an image-segmentation method based on a Laplacian-of-Gaussian filter was developed to distinguish wetted regions, dry bubbles, and the triple line. This approach enables the extraction of new local indicators to describe heat-transfer mechanisms.

Overall, this work highlights the key role of surface wettability in droplet-impact and boiling dynamics, and underscores the need for time- and space-resolved analysis to understand transient regimes. Hydrophilic surfaces maximize total extracted energy over the droplet lifetime, while hydrophobic surfaces promote rapid rebound regimes, potentially advantageous under continuous spray-cooling conditions.

Keywords – Heat and mass transfer, Droplet impact, Infrared thermography, Evaporation , Boiling