



## AVERTISSEMENT

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.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



## École Doctorale EMMA

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée

### Thèse

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTEUR

DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

par

**William 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**

---

Spécialité : Mécanique et Énergétique

Soutenue le 31 Octobre 2017 devant un jury composé de :

---

Rapporteur	<b>Anne-Laure Biance</b>	CR CNRS, HDR, ILM, Lyon
Rapporteur	<b>Cameron Tropea</b>	Professor, TU Darmstadt
Examineur	<b>Alexander Taylor</b>	Professor, Imperial College, London
Examineur	<b>Catherine Colin</b>	Professeur, INP Toulouse, IMFT
Examineur	<b>Rosaria Vetrano</b>	Associate Professor, KU Leuven
Examineur	<b>Edouard Berrocal</b>	Associate senior lecturer, Lund University
Directeur de thèse	<b>Fabrice Lemoine</b>	Professeur, LEMTA, Nancy
Examineur	<b>Guillaume Castanet</b>	CR CNRS, LEMTA, Nancy
Invitée	<b>Ophélie Caballina</b>	Maître de Conférences, LEMTA, Nancy



Thèse effectuée au sein du **Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée**

ENSEM - 2 Avenue de la Forêt de Haye

TSA 60604

54518 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex

France

Tél : 03 83 59 55 52

Fax : 03 83 59 55 51

[www.lemta.fr](http://www.lemta.fr)

# Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Fabrice Lemoine, mon directeur de thèse, pour la confiance qu'il m'a accordée et l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ces trois années. Malgré un emploi du temps plus que chargé par ses obligations de directeur de laboratoire, il s'est toujours montré disponible lorsque je le sollicitais. D'un naturel positif et optimiste, il a su trouver les mots lorsque le doute s'installait à la découverte d'une difficulté majeure me permettant à chaque fois de rebondir et de me remonter le moral. Je le remercie enfin pour la relecture attentive de ce manuscrit et ses conseils avisés qui m'ont permis de conclure ce travail.

Je tiens également à remercier Ophélie Caballina pour sa présence depuis les débuts de mon stage de master jusqu'à la fin de mon doctorat. Sa gentillesse, sa disponibilité et sa bonne humeur m'ont vraiment été d'une grande aide tout au long de ces années. Dispenser les TP à ses côtés a été une expérience formidable. C'est en rencontrant des personnes comme Ophélie que l'on comprend que l'enseignement est une vocation bien plus qu'un métier. Ayant été ton élève, je continue encore aujourd'hui à apprendre à tes côtés et pour cela je te remercie.

Je tiens maintenant à remercier mon Co-Directeur de thèse, Guillaume CASTANET, sans qui tout ce travail n'aurait certainement pas vu le jour. Que dire de toi Guillaume si ce n'est que tu possèdes un talent incroyable. Ta capacité à aller jusqu'au bout des problèmes coûte que coûte, ta rigueur et ta persévérance face à l'adversité font vraiment de toi quelqu'un d'extraordinaire. Et même si cela n'est pas facile tous les jours d'être ton doctorant, tu m'as vraiment poussé à fournir le meilleur. Je n'oublierai pas nos moments de franche rigolade particulièrement lorsque nous étions exténués après des journées de manipes interminables ! Pour tout ce que tu m'as transmis, tant en matière de compétences techniques qu'en terme de méthodologie, je te remercie sincèrement.

Un grand merci à Jean-François Pierson pour le développement du dépôt de TiAlN qui m'a permis de réaliser les mesures par thermographie infrarouge. Sans sa contribution, une grande partie de ce travail n'aurait pas pu être réalisé. Je remercie également Denis Maillet pour le temps et l'aide qu'il m'a apportés lors du développement du modèle de conduction thermique.

Je souhaite remercier également tous les membres du LEMTA pour leur accueil et les échanges toujours amicaux et souvent éclairants que j'ai pu entretenir avec eux.

Je souhaiterais particulièrement adresser des remerciements à toute l'équipe technique sans qui la manip n'aurait jamais pu exister. Je remercie donc Éric, Pascal, Franck et Alain pour leur disponibilité, Mathieu et Jamel pour leur expertise dans le domaine de l'électronique, Simon et Hadrien pour leurs conseils dans le domaine de l'optique, Christophe et Jérémy pour leurs conceptions mécaniques toujours irréprochables.

Je voudrais remercier Irène, Edith, Céline et Valérie pour leur aide précieuse face aux méandres administratifs toujours aussi obscurs pour moi à l'heure actuelle.



Une petite mention spéciale aux doctorants et stagiaires que j'ai eu le plaisir de côtoyer : Gaetan mon geek préféré, Hamadou mon alsacien préféré, Loïc mon meusien préféré, Balou qui fait une thèse en CDI, et plein d'autres encore qui se reconnaîtront... Merci pour ces moments de rigolade et ces soirées inoubliables !

Je souhaiterais écrire quelques mots pour dire à quel point le soutien de ma famille a été important au cours de ces années. Je souhaite embrasser mes parents et les remercier pour m'avoir poussé quand la motivation venait à manquer. Sans leurs conseils je ne me serais probablement pas lancé dans cette aventure. Je souhaite également dire à ma sœur à quel point son soutien a compté et la remercier de ne pas m'avoir tenu rigueur de m'être éloigné durant ces années si importantes pour elle.

Enfin, mes derniers mots iront à Claudia, qui a partagé ma vie pendant ces années. Personne ne pourra remplacer l'aide et le bonheur que tu m'as apporté au quotidien. Je te remercie d'avoir supporté mes humeurs, mes déceptions et mes tracas et tout fait pour rendre chaque journée un peu meilleure.

*À mes parents,*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Interaction entre une goutte et une paroi chauffée</b>	<b>5</b>
1.1 La goutte sessile . . . . .	6
1.1.1 Approche expérimentale . . . . .	6
1.1.2 Modélisation de la goutte sessile dans le régime d'ébullition en film . . . . .	7
1.2 L'impact sur une paroi chaude . . . . .	14
1.2.1 Les paramètres de l'impact . . . . .	14
1.2.2 Description phénoménologique du comportement d'une goutte à l'impact sur une paroi chaude . . . . .	15
1.2.3 Température de Leidenfrost . . . . .	22
1.3 Hydrodynamique dans le cas de l'ébullition en film . . . . .	26
1.3.1 La phase cinématique . . . . .	27
1.3.2 La phase d'étalement . . . . .	28
1.3.3 Déstabilisation du bourrelet et fragmentation . . . . .	39
1.4 Les transferts de chaleur et de masse . . . . .	43
1.4.1 L'efficacité de refroidissement . . . . .	43
1.4.2 La simulation numérique directe (DNS) . . . . .	47
1.4.3 Échauffement de la phase liquide . . . . .	48
1.4.4 Conclusion sur les transferts de chaleur et de masse . . . . .	50
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>51</b>
2.1 La génération des gouttes . . . . .	51
2.2 Échauffement de la goutte pendant la chute . . . . .	53
2.2.1 Échauffement de la goutte par convection forcée . . . . .	54

2.2.2	Échauffement lié aux transferts radiatifs . . . . .	55
2.2.3	Conclusion . . . . .	57
2.3	La paroi chaude . . . . .	58
2.4	Protocole expérimental . . . . .	61
2.5	Dispositif expérimental global . . . . .	62
<b>3</b>	<b>Mesure de température par fluorescence induite par laser</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	64
3.2	La fluorescence . . . . .	64
3.3	Modélisation de la fluorescence : modèle à deux niveaux . . . . .	66
3.4	Absorption et réabsorption . . . . .	68
3.4.1	En régime linéaire . . . . .	68
3.4.2	Le régime saturé . . . . .	70
3.5	Caractérisation des traceurs fluorescents . . . . .	73
3.5.1	Spectres d'absorption et d'émission . . . . .	73
3.5.2	Effet de la température sur l'émission fluorescente . . . . .	74
3.5.3	La Fluorescéine Dissodium . . . . .	80
3.5.4	La méthode à deux couleurs . . . . .	82
3.5.5	Les risques de conflit spectraux . . . . .	86
3.5.6	Colorants sélectionnés . . . . .	86
3.6	Application à la mesure de la température des gouttes . . . . .	88
3.6.1	Dispositif expérimental . . . . .	88
3.6.2	Traitement d'images et mesures quantitatives . . . . .	90
3.6.3	Correspondance entre les pixels . . . . .	91
3.6.4	Calibration en température et concentration des traceurs . . . . .	92
3.7	Incertitudes et biais de mesure . . . . .	95
3.7.1	Incertitudes de mesure . . . . .	95
3.7.2	Résonances morphologiquement dépendantes et autres phénomènes péna- lisants . . . . .	97
3.8	Illustration par un résultat expérimental . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Mesure de température par thermographie infrarouge</b>	<b>101</b>
4.1	Principe de la mesure . . . . .	102

4.2	Dispositif expérimental pour la mesure du flux et de la température de paroi . . .	103
4.2.1	Le substrat chauffé . . . . .	103
4.2.2	Dispositif expérimental pour la mesure de température par infrarouge . .	103
4.3	Modèle de conduction . . . . .	107
4.3.1	Le régime permanent . . . . .	107
4.3.2	Le régime transitoire . . . . .	111
4.4	Validation de l'inversion en régime transitoire . . . . .	115
4.5	Illustration par un résultat expérimental . . . . .	119
<b>5</b>	<b>Résultats et modélisation</b>	<b>121</b>
5.1	Analyse phénoménologique des résultats . . . . .	122
5.1.1	Le flux de chaleur à la paroi . . . . .	122
5.1.2	L'échauffement des gouttes . . . . .	123
5.2	Modélisation de l'échauffement de la goutte . . . . .	127
5.2.1	Description monodimensionnelle de l'échauffement d'une goutte . . . .	127
5.2.2	Validation expérimentale . . . . .	129
5.2.3	Prise en compte de l'épaisseur finie de la goutte . . . . .	131
5.3	Modélisation de la croissance du film de vapeur . . . . .	136
5.3.1	Description de l'écoulement dans le film de vapeur . . . . .	136
5.3.2	Bilan de quantité de mouvement et force d'impact . . . . .	138
5.3.3	Analyse de la croissance du film de vapeur aux temps longs . . . . .	140
5.3.4	Analyse de l'évolution du film de vapeur aux temps courts . . . . .	142
5.4	Étude paramétrique des transferts de chaleur . . . . .	146
5.4.1	Influence du nombre de Weber . . . . .	146
5.4.2	Influence de la température des gouttes avant impact . . . . .	150
5.4.3	Influence de la température de paroi . . . . .	153
5.4.4	Étude de la digitation . . . . .	159
5.5	Transferts de chaleur . . . . .	165
5.6	Conclusion . . . . .	167
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>169</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>175</b>



# Nomenclature

## Symboles Grecs

$\beta$	Diamètre d'étalement normalisé
$\beta_{max}$	Diamètre d'étalement normalisé maximal
$\Delta T$	Echauffement de la phase liquide de la goutte
$\varepsilon_s$	Émissivité de la surface
$\varepsilon_{laser}$	Coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser
$\gamma$	Décélération du bourrelet
$\lambda$	Conductivité thermique
$\lambda_c$	Longueur d'onde critique d'instabilité
$\mu$	Viscosité dynamique
$\nu$	Viscosité cinématique
$\rho$	Masse volumique
$\sigma$	Tension de surface
$\theta$	Angle de mouillage, Température réduite

## Indices

$l$	Se rapportant à la phase liquide
$v$	Se rapportant à la phase vapeur
$w$	Se rapportant à la paroi

## Symboles Latins

$a$	Diffusivité thermique
$a_p$	Hauteur capillaire modifiée
$C$	Concentration molaire



---

$C_p$	Capacité calorifique massique
$d_0$	Diamètre de la goutte
$d_c$	Diamètre de contact entre la goutte et la paroi
$d_x$	Diamètre d'étalement de la goutte
$e_l$	Effusivité du liquide
$e_w$	Effusivité de la paroi
$E_l$	Énergie stockée dans le liquide
$E_w$	Énergie prélevée à la paroi
$F$	Force d'impact de la goutte
$F_{i \rightarrow j}$	Facteur de forme de la surface $i$ vers la surface $j$
$g$	Accélération de la pesanteur
$h$	Épaisseur du film de vapeur, Coefficient de convection thermique
$h_l$	Épaisseur de la lamelle liquide
$h_l^*$	Hauteur de la lamelle adimensionnée
$h_{conv}$	Coefficient d'échange convectif
$h_{moy}$	Hauteur moyenne du film de vapeur
$Ja$	Nombre de Jakob
$K$	Nombre de Mundo
$k$	Courbure à l'interface liquide/gaz
$K_c$	Nombre de Mundo critique
$k_{\omega c}$	Nombre d'onde critique
$l_c$	Longueur capillaire
$L_p$	Chaleur latente de vaporisation
$m$	Masse de la goutte incidente
$N$	Nombre de digitations
$Nu$	Nombre de Nusselt
$Oh$	Nombre d'Ohnesorge
$P_0$	Pression extérieure
$Pr$	Nombre de Prandtl

---

$q$	Densité de flux de chaleur
$Q_l$	Flux de chaleur entrant dans la goutte
$Q_w$	Flux de chaleur à la paroi
$q_l$	Densité de flux entrant dans la phase liquide
$q_w$	Densité de flux à la paroi
$r^*$	Rayon de la goutte normalisé
$r_0$	Rayon de la goutte
$R_R$	Rayon du bourrelet
$Re$	Nombre de Reynolds
$Re_I$	Nombre de Reynolds d'impact modifié
$Re_I$	Nombre de Reynolds d'impact modifié
$S_{lR}$	Surface latérale entre le bourrelet et la lamelle
$T$	Température
$T_c$	Température de contact
$T_W$	Température de la paroi
$T_{c,m}$	Température de mouillage
$T_{d0}$	Température d'injection de la goutte
$t_{evap}$	Temps d'évaporation
$T_{film}$	Température moyenne du film de vapeur
$T_{LIF}$	Température moyenne obtenue par fluorescence induite par laser
$T_{Nuki}$	Température de Nukiyama
$T_N$	Temps caractéristique d'oscillation
$T_{Sat}$	Température de vapeur saturante à la pression atmosphérique
$U$	Vitesse dans le film de vapeur
$u_r$	Vitesse radiale du liquide dans la lamelle
$U_0$	Vitesse de la goutte avant impact
$W_R$	Volume du bourrelet
$We$	Nombre de We



# Introduction

Ces travaux de thèse ont été menés au LEMTA au sein de l'Opération Scientifique « Transferts dans les Fluides » où sont développés, depuis une dizaine d'années, des recherches sur les interactions entre des gouttelettes et des parois surchauffées. Ces travaux bénéficient de la longue expertise de l'équipe dans le domaine des écoulements de gouttelettes impliquant des transferts de chaleur et de masse. L'une des originalités de ces travaux concerne le développement de diagnostics optiques permettant de caractériser finement les transferts thermiques à l'intérieur des gouttelettes, par fluorescence induite par laser à deux couleurs [1]. Le projet ANR IDHEAS (Interaction of Droplets with HEATED Surfaces) coordonné par le LEMTA entre 2009 et 2014 a permis de mettre en place des diagnostics couplés afin de caractériser l'impact de gouttes sur une plaque chauffée au-dessus de la température de Leidenfrost, d'une part dans le cas de trains de gouttes monodisperse d'un diamètre typique d'une centaine de microns [2, 3] et d'autre part d'un point de vue plus global, dans le cas de sprays générés par des atomiseurs à effets de pression [4]. Dans les deux cas, le couplage de la fluorescence induite par laser à deux couleurs avec la thermographie infrarouge réalisée sur la face opposée à la surface d'impact ont permis d'approcher le bilan énergétique moyen de l'impact, soit en fonction des caractéristiques des gouttes individuelles (diamètre, vitesse, nature du liquide) dans le cas des trains de gouttes monodisperses, soit en fonction des paramètres globaux du spray (diamètres de gouttes moyens, densité, caractéristiques cinématiques). C'est dans la droite ligne de ces développements que se situe ce travail de recherche doctoral. D'une manière générale, l'impact de gouttes sur des surfaces liquides ou solides est à l'origine de nombreux phénomènes naturels, tels que l'érosion de la matière minérale ou encore l'interaction des gouttes de pluie avec les couverts végétaux, l'impression par jet d'encre, le givrage des avions, ...

Trois grandes catégories phénoménologiques peuvent ainsi être distinguées :

- L'impact de gouttes sur des films liquides, ou encore sur des parois mouillées
- L'impact de gouttes sur des liquides de grande profondeur
- L'impact de gouttes sur des parois solides, ces dernières pouvant être fonctionnalisées ou lisses.

L'impact d'une goutte sur une paroi ou plus généralement celui d'un spray est un phénomène multi-échelle par essence (Figure 1) : au niveau de la paroi, des interactions moléculaires entre le liquide et le substrat solide prennent naissance et, en fonction des propriétés physico-chimiques et structurales conférées à celui-ci, différents processus de mouillabilité peuvent être obtenus. Puis viennent

ensuite les propriétés globales de l'impact d'une goutte individuelle, caractérisant les aspects hydrodynamiques de l'impact ainsi que les transferts de chaleur et de masse associés si cet impact est anisothème. L'impact d'un spray est encore plus complexe à aborder, car les phénomènes physiques mis en jeu ne consistent pas seulement en une sommation de phénomènes d'impacts individuels, mais au contraire nécessitent la prise en compte d'effets collectifs résultant d'interactions hydrodynamiques complexes au niveau de la paroi, modifiant fortement les transferts de chaleur et de masse si la paroi est chauffée.

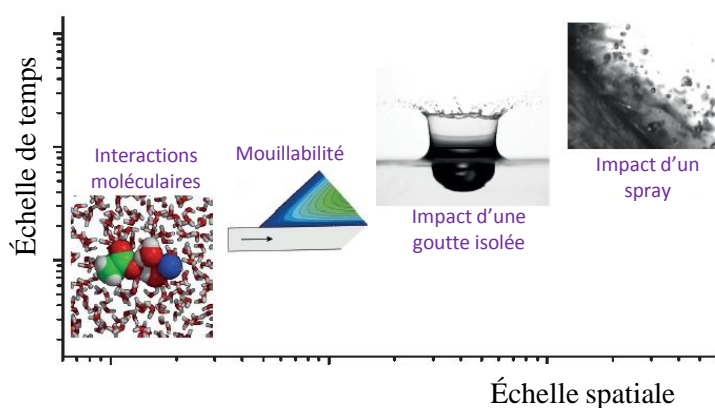


Figure 1 – Aspect multi-échelle de l'impact gouttes-paroi (d'après Short Course on Atomization and Sprays 2017, C. Tropea)

Plus spécifiquement, l'impact de gouttes dans le cas des surfaces surchauffées à haute température a reçu une attention toute particulière du fait des nombreux domaines applicatifs ou industriels concernés. En effet, dans les chambres de combustion des moteurs à combustion interne, que ce soit des moteurs aéronautiques ou automobiles à injection directe, le combustible est injecté sous forme d'un brouillard de gouttelettes, qui s'évaporent ou impactent la paroi. Les gouttes impactantes participent alors très largement au phénomène d'atomisation, à la production de vapeur de combustible, ainsi qu'au refroidissement global des parois de la chambre de combustion. Le refroidissement par spray, consistant à faire impacter un spray de gouttes sur une paroi surchauffée est aussi en fort développement dans différents domaines industriels tels que la métallurgie (Figure 2) où la maîtrise du refroidissement (ou « trempe ») est un point essentiel pour conférer aux matériaux la microstructure et les propriétés mécaniques désirées. Le domaine de la micro-électronique et des serveurs informatiques adopte également le refroidissement par spray, du fait des très hauts flux thermiques à dissiper (Figure 3). Les avantages du refroidissement par spray sont la faculté à dissiper des flux thermiques très élevés pour une consommation en liquide modérée ainsi que l'homogénéité du refroidissement lorsque les propriétés du spray sont maîtrisées (angle d'ouverture, flux de liquide surfacique, granulométrie).

D'autres applications peuvent être également mentionnées, tel que le dessalement de l'eau de mer impliquant l'impact de gouttes d'eau salines sur des évaporateurs tubulaires à haute température, l'utilisation de sprays d'eau pour l'extinction d'incendies, ou encore l'impact de gouttelettes d'eau



Figure 2 – Refroidissement par sprays de brames d’acier défilantes

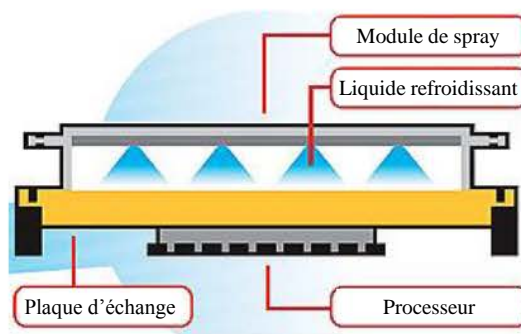


Figure 3 – Concept de refroidissement par sprays de micro-processeur

sur les aubes des turbines à vapeur. D’une manière générale, une augmentation des températures opératoires dans les procédés industriels peut être constatée ces dernières années, ce qui justifie totalement l’accroissement du nombre d’études fondamentales sur le sujet de l’impact de gouttes sur des parois surchauffées. L’impact de gouttes sur des parois chauffées nécessite une compréhension physique encore plus approfondie que dans le cas des impacts sur des parois adiabatiques, puisque le phénomène couple l’hydrodynamique, les transferts de chaleur et de masse... Des avancées considérables dans le domaine ont été constatées grâce aux progrès concomitants de la simulation numérique directe et des diagnostics expérimentaux tant pour caractériser les aspects dynamiques que ceux liés aux transferts de chaleurs. En effet ces derniers sont plus rapides et plus résolus dans l’espace, ce qui autorise des prises de mesures ou d’images compatibles avec la dynamique temporelle d’un impact goutte-paroi. C’est donc dans ce cadre que s’inscrit ce travail de doctorat : développer des diagnostics résolus dans le temps permettant de caractériser le phénomène d’impact d’une goutte sur une paroi chauffée, rencontré dans le cas du régime d’ébullition en film. En effet, l’approche expérimentale développée dans l’Opération Scientifique « Transferts dans les Fluides » était jusqu’alors limitée à un bilan énergétique moyenné sur le temps de l’impact ; ainsi l’objectif sera maintenant de disposer des grandeurs instantanées caractérisant les aspects dynamiques et

énergétiques de l'impact. Si l'étude approfondie des aspects dynamiques du phénomène d'impact peut être réalisée par post-traitement d'images obtenues à l'aide d'une caméra rapide, l'analyse approfondie des transferts de chaleur nécessite le développement de diagnostics plus avancés, permettant notamment de quantifier la chaleur sensible gagnée par la phase liquide et le flux d'énergie extrait à la paroi, le flux énergétique lié à l'évaporation étant déduit par bilan. Ainsi, ce travail de thèse sera construit autour de cinq chapitres :

- Le premier chapitre s'attachera à dresser un état de l'art des connaissances sur la physique des impacts gouttes-paroi, en focalisant l'étude sur le cas des parois surchauffées notamment en régime d'ébullition en film. Cet état de l'art et les différentes équations régissant l'impact permettront de mettre en place les concepts de base qui serviront à la modélisation développée ultérieurement.
- Le deuxième chapitre sera consacré au dispositif expérimental mis en place, permettant de réaliser de manière parfaitement reproductible des impacts de gouttes millimétriques individuelles sur une surface surchauffée au-dessus de la température de Leidenfrost.
- Le troisième chapitre abordera la mise en place de la technique de fluorescence induite par plan laser à deux couleurs (deux colorants, deux bandes spectrales de détection) qui permettra de mesurer de manière instantanée le champ de température à l'intérieur du liquide au cours de l'impact, dans la goutte en cours de déformation.
- Le quatrième chapitre décrira la mise en place de la thermographie infrarouge instantanée afin d'inverser le champ de température mesuré sur la surface d'impact pour en déduire l'évolution temporelle du flux extrait au niveau de la paroi par l'impact d'une goutte individuelle.
- Enfin, le dernier chapitre synthétisera et discutera l'ensemble des résultats expérimentaux afin de mettre en place une modélisation couplant hydrodynamique et transferts de chaleur et de masse, celle du bilan énergétique de l'impact et des différentes grandeurs le caractérisant : distribution des flux énergétiques, épaisseur du film de vapeur.

# Chapitre 1

## Interaction entre une goutte et une paroi chauffée

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>La goutte sessile</b>	<b>6</b>
1.1.1	Approche expérimentale	6
1.1.2	Modélisation de la goutte sessile dans le régime d'ébullition en film	7
<b>1.2</b>	<b>L'impact sur une paroi chaude</b>	<b>14</b>
1.2.1	Les paramètres de l'impact	14
1.2.2	Description phénoménologique du comportement d'une goutte à l'impact sur une paroi chaude	15
1.2.3	Température de Leidenfrost	22
<b>1.3</b>	<b>Hydrodynamique dans le cas de l'ébullition en film</b>	<b>26</b>
1.3.1	La phase cinématique	27
1.3.2	La phase d'étalement	28
1.3.3	Déstabilisation du bourrelet et fragmentation	39
<b>1.4</b>	<b>Les transferts de chaleur et de masse</b>	<b>43</b>
1.4.1	L'efficacité de refroidissement	43
1.4.2	La simulation numérique directe (DNS)	47
1.4.3	Échauffement de la phase liquide	48
1.4.4	Conclusion sur les transferts de chaleur et de masse	50

L'interaction goutte/paroi est une problématique qui intervient dans de nombreux domaines, notamment industriels. Selon les applications, il faut distinguer l'impact sur des parois isothermes rencontrées, par exemple, dans le revêtement de surface (peinture en spray, impression à jet d'encre, etc.), et l'impact sur des parois chaudes que l'on trouve principalement dans les procédés de refroidissement par spray (traitement thermique des alliages et des métaux dans l'industrie métallurgique, refroidissement de composants électroniques, etc.). Dans ces dernières applications, la



température de la surface solide peut dépasser très largement la température d'ébullition du liquide. L'interaction entre une goutte et une telle paroi a été étudiée pour la première fois par J.G. Leidenfrost [5] en 1756. Ce dernier a mis en évidence un phénomène, aujourd'hui appelé "effet Leidenfrost" qui correspond à la création quasi-instantanée d'une couche de vapeur entre la phase liquide et la paroi. Cet effet limite fortement les transferts thermiques entre la goutte et la paroi chaude, du fait de la conductivité thermique de la vapeur qui est nettement plus faible que celle de la phase liquide. De ce fait, l'évaporation complète d'une goutte est considérablement allongée par rapport à une goutte placée sur une surface chaude mais toujours mouillante. Les observations de J.G. Leidenfrost se sont limitées à des gouttes sessiles, déposées sans vitesse sur la paroi solide. Pour l'étude des impacts, il faut attendre la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle avec les travaux de A.M. Worthington [6] qui a su tirer profit des débuts de la photographie pour réaliser des observations. A.M. Worthington a notamment mis en évidence qu'au-delà d'une certaine température de paroi (dite "température de Leidenfrost dynamique"), la goutte pouvait s'étaler, rebondir ou éclater sur la paroi sans jamais la mouiller. De nombreuses études ont depuis été menées et l'on sait aujourd'hui qu'un grand nombre de paramètres liés à la paroi, aux phases liquide et vapeur, influencent le comportement dynamique et les transferts de masse et de chaleur lors de l'impact d'une goutte dans ce régime non-mouillant d'ébullition en film.

Le but de cette première partie est de faire un état des lieux des connaissances sur l'interaction entre une goutte et une paroi chaude, en mettant l'accent sur le comportement hydrodynamique des gouttes à l'impact, ainsi que sur les transferts de chaleur et de masse qui accompagnent cette interaction.

## 1.1 La goutte sessile

### 1.1.1 Approche expérimentale

Le cas de la goutte sessile, déposée sans vitesse initiale, est la première situation considérée, car elle est la plus documentée et sa modélisation fait intervenir un nombre moins important de paramètres. La goutte sessile dans le régime d'ébullition en film lévite en équilibre sur un film de vapeur (effet Leidenfrost). Les travaux de Nukiyama [7] en 1966 décrivent les transferts ayant lieu dans cette configuration. Le temps d'évaporation d'une goutte sur une plaque chaude est mesuré pour différentes températures de la paroi solide sur laquelle la goutte est déposée (Figure 1.1). Ces expériences mettent en évidence deux températures remarquables : la température de Nukiyama et la température de Leidenfrost. La première, celle de Nukiyama, correspond au temps d'évaporation le plus faible et donc aux transferts thermiques les plus importants, la seconde, celle de Leidenfrost, correspond à la durée d'évaporation la plus longue c'est-à-dire à la configuration dans laquelle la goutte est la plus isolée thermiquement de la paroi par la présence du film de vapeur.

On peut distinguer plusieurs zones sur la Figure 1.1 :

- Zone [a-b] : La température de la paroi se situe en dessous de la température d'ébullition

du liquide  $T_{Sat}$ . Les transferts de chaleur se font donc en suivant les principes de la convection naturelle. La durée d'évaporation est inversement proportionnelle à la température de la paroi.

- Zone [b-c] : Ce domaine, dans lequel la température est comprise entre la température d'ébullition  $T_{Sat}$  et la température de Nukiyama  $T_{Nuki}$ , correspond à l'ébullition nucléée. Des bulles de vapeur se forment à l'interface entre la paroi et le liquide, et se détachent lorsqu'elles atteignent une taille suffisante. La vitesse de formation des bulles et le nombre de sites de nucléation augmentent avec la température de paroi.
- Zone [c-d] : Au-delà de la température de Nukiyama  $T_{Nuki}$ , le flux de chaleur qui, jusqu'alors augmentait avec la température, commence à diminuer. Cette diminution résulte de la coalescence des bulles de vapeur au niveau de la paroi solide. De façon intermittente, une couche de vapeur peut se former sous la goutte.
- Le point d correspond à la température de Leidenfrost  $T_L$ . La durée d'évaporation de la goutte est maximale, ce qui correspond à un flux de chaleur minimal.
- Au-delà de  $T_L$ , la durée d'évaporation recommence à diminuer avec la température de paroi. Il s'agit du régime d'ébullition en film, dans lequel il n'y a aucun contact entre la goutte et la paroi.

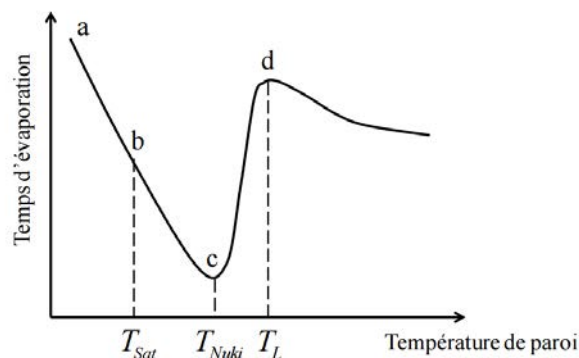


Figure 1.1 – Évolution du temps d'évaporation en fonction de la température de paroi. Courbe de Nukiyama

### 1.1.2 Modélisation de la goutte sessile dans le régime d'ébullition en film

Des approches théoriques permettent de prédire à la fois la forme de la goutte sessile ainsi que l'épaisseur du film de vapeur. Le paragraphe suivant reprend les principales étapes de l'analyse proposée par Sobac et al. [8]. La configuration considérée, à savoir une goutte axisymétrique, est présentée Figure 1.2.

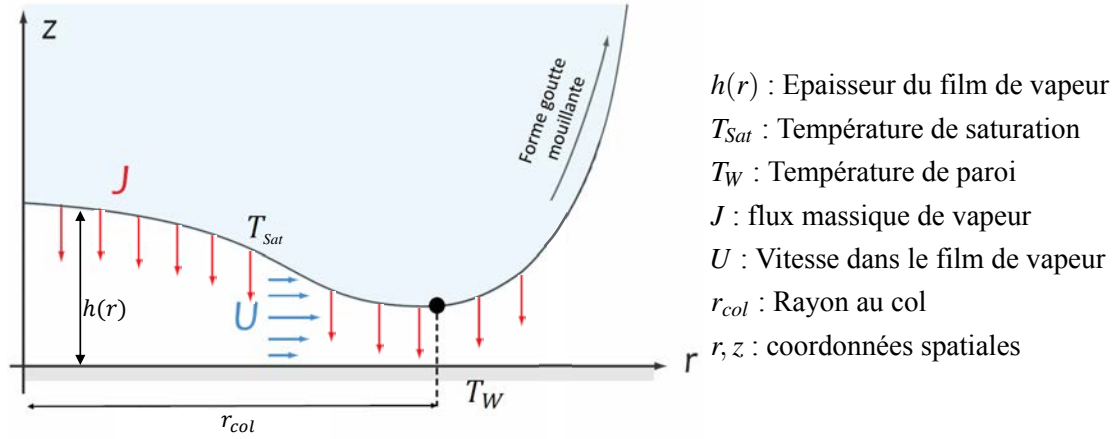


Figure 1.2 – Schéma de la goutte sessile lévitant sur le film de vapeur.

L'épaisseur du film de vapeur, notée  $h(r)$ , n'est pas uniforme sous la goutte. On verra par la suite qu'elle est maximale au centre de la goutte et qu'elle diminue avec  $r$  jusqu'à atteindre un minimum en  $r = r_{col}$ . La température de paroi  $T_W$  est supposée uniforme, même si l'échange de chaleur avec la goutte est de nature à l'abaisser localement. Dans le film de vapeur, l'équation de la chaleur en régime stationnaire s'écrit :

$$\rho_v C p_v \left( U_r \frac{\partial T}{\partial r} + U_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_v \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (1.1)$$

Une analyse des ordres de grandeur des différents termes de cette équation permet une simplification du problème :  $\frac{\partial T}{\partial r} \sim \frac{T_W - T_0}{d_0}$ ,  $\frac{\partial T}{\partial z} \sim \frac{T_W - T_{Sat}}{h}$ ,  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \sim \frac{T_W - T_0}{d_0^2}$ , et  $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \sim \frac{T_W - T_{Sat}}{h^2}$ . D'après l'équation de continuité  $1/r \cdot \partial_r (r U_r) + \partial_z U_z = 0$  et donc  $U_z \sim h/d_0 U_r$ . Une estimation de la composante radiale de la vitesse s'obtient en faisant intervenir la durée d'évaporation  $t_{evap}$  de la goutte. Ainsi,  $U_r \sim \frac{1}{\rho_v} \frac{M_{goutte}}{\pi d_0^3} \frac{1}{t_{evap}}$  où  $M_{goutte} = \rho_l \pi d_0^3 / 6$ . Pour une goutte de diamètre  $d_0 = 1$  mm, le temps d'évaporation de la goutte est d'environ  $t_{evap} = 50$  s et l'épaisseur moyenne du film de vapeur est d'environ  $20 \mu\text{m}$  [9, 10]. En prenant  $\rho_l \approx 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_v \approx 1 \text{ kg/m}^3$ ,  $C p_v = 1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $T_W = 400^\circ\text{C}$ ,  $T_{Sat} = 100^\circ\text{C}$  et  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $\lambda_v = 0.04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (vapeur d'eau à  $200^\circ\text{C}$ ), on trouve que  $U_r \approx \frac{3 \cdot 10^{-6}}{h} = 0,15 \text{ m/s}$ ,  $\rho_v C p_v \left( U_r \frac{\partial T}{\partial r} + U_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \approx \frac{2200}{h} = 10^8$ ,  $\lambda_v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 1,5 \cdot 10^7$  et  $\lambda_v \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \approx \frac{12}{h^2} = 3 \cdot 10^{10}$ . Ainsi, la conduction thermique selon  $z$  est prépondérante et le profil de température est linéaire selon  $z$  dans le film de vapeur. Le flux de chaleur extrait de la paroi est donc déterminé par :

$$q_W = \lambda_v \frac{T_W - T_{Sat}}{h} \quad (1.2)$$

La goutte sessile atteint rapidement une température d'équilibre proche de la température de saturation. Toute la chaleur transférée à la goutte est utilisée pour permettre l'évaporation du liquide.

Le débit massique de vapeur par unité de surface  $J$  est ainsi égal à :

$$J = q_w / L_v. \quad (1.3)$$

Pour déterminer le champ de vitesse dans le film de vapeur, l'approximation de lubrification est appliquée : la pression est constante dans la direction perpendiculaire aux parois, la composante de la vitesse  $U_r$  est très grande devant  $U_z$  et elle varie essentiellement dans la direction perpendiculaire à la paroi. Ainsi, on peut écrire que :

$$\frac{dP}{dr} = \mu_v \frac{\partial^2 U_r}{\partial z^2}, \quad (1.4)$$

où  $\mu_v$  est la viscosité dynamique de la vapeur. Après intégration, l'équation (1.4) conduit à la vitesse :

$$U_r(z) = -\frac{z(h-z)}{2\mu_v} \frac{dP}{dr}. \quad (1.5)$$

En supposant ce profil de vitesse, le débit surfacique de vapeur  $q_v = \int_{z=0}^h U_r dz$  est donné par :

$$q_v = -\frac{h(r)^3}{12\mu_v} \frac{dP}{dr}. \quad (1.6)$$

Par ailleurs, la conservation de la masse dans le film de vapeur s'écrit :

$$\nabla \cdot \vec{q}_v - \frac{J}{\rho_v} = 0 \quad (1.7)$$

où  $J$  est le débit massique de vapeur déterminé à l'équation (1.3).

Par ailleurs, le film de vapeur supporte la goutte en lévitation, donc la pression dans l'écoulement est égale à la somme de la pression hydrostatique (due au poids de la goutte) et de la pression capillaire liée à la courbure  $k$  de l'interface liquide-solide d'après la loi de Laplace :

$$P(r) = -\rho_l g h(r) - \sigma k, \quad (1.8)$$

où  $\sigma$  est la tension de surface du liquide.

En utilisant les équations (1.7) et (1.8), on trouve que l'épaisseur du film  $h(r)$  est solution de l'équation suivante :

$$\frac{1}{12} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r h^3 \frac{\partial}{\partial r} (h+k)) - \frac{\chi}{h} = 0, \quad (1.9)$$

où  $\chi = \lambda_v \mu_v \Delta T / (\sigma \rho_v l_c L_v)$  avec  $\Delta T = T_w - T_{sat}$  et la longueur capillaire  $l_c$  définie par  $l_c = \sqrt{\sigma / (\rho_l g)}$ . L'expression de la courbure  $k$  dans le cas d'une surface de révolution est donnée par :

$$k = \frac{\frac{\partial^2 h}{\partial r^2} \frac{1}{r} [1 + (\frac{\partial h}{\partial r})^2] \frac{\partial h}{\partial r}}{[1 + (\frac{\partial h}{\partial r})^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (1.10)$$

Cette expression de  $k$ , une fois réintroduite dans l'équation (1.9), permet d'obtenir une équation aux dérivées partielles qu'il faut intégrer numériquement pour déterminer le profil du film de vapeur et la forme de la goutte. Pour cela, on pose les conditions initiales :  $\frac{\partial h}{\partial r} = 0$ ,  $k = k_0$  et  $h = h_0$  en  $r = 0$ , où  $h_0$  et  $k_0$  correspondent à l'épaisseur et à la courbure de l'interface liquide/gaz sur l'axe de symétrie en  $r = 0$ . Une valeur de  $h_0$  est choisie arbitrairement et un algorithme de calcul est itératif est mis en place afin de trouver la forme et le volume de la goutte correspondant à cette valeur de  $h_0$ . Les grandes étapes de cette algorithme sont décrites ci-dessous :

- **Etape 1** : Une valeur initiale de  $k_0$  négative est choisie arbitrairement.
- **Etape 2** : La résolution de l'équation (1.9) est effectuée en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. On obtient ainsi un profil pour la partie inférieure de la goutte. Il s'agit de la courbe rouge présentée sur la figure 1.3.
- **Etape 3** : Pour la partie supérieure de la surface de la goutte, l'équilibre des pressions à l'interface liquide/gaz conduit à une équation simplifiée par rapport à l'équation (1.9) résolue à l'étape 2 :

$$\sigma k = \frac{2\sigma}{R_0} + (\rho_l - \rho_v)gh. \quad (1.11)$$

Le raccordement entre les parties inférieure et supérieures imposent d'avoir :

$$h(r_{rac}+) = h(r_{rac}-) \text{ et } \left. \frac{\partial h}{\partial r} \right|_{r=r_{rac}+} = \left. \frac{\partial h}{\partial r} \right|_{r=r_{rac}-}.$$

De plus, au sommet de la goutte (point S sur la figure 1.3) :

$$\left. \frac{\partial h}{\partial r} \right|_{r=0} = 0.$$

Pour un point de raccordement, situé entre le col et le point B (point où le profil de la partie inférieure atteint une tangente verticale), il n'existe qu'une seule solution à l'équation (1.11). Cette solution est tracée en vert sur la figure 1.3.

- **Etape 4** : Pour la goutte formée par le raccordement des profils obtenus aux étapes 2 et 3, les efforts de pression exercés par le film de vapeur sur la goutte sont évalués et comparés au poids de la goutte. Plusieurs cas peuvent se présenter :
  - S'il y a égalité, alors la solution est physiquement acceptable et la résolution du problème est terminée.
  - Dans le cas contraire, un autre point de raccordement situé entre le col et le point B doit être choisi (retour à l'étape 3).
  - Finalement, si aucun point de raccordement ne permet de trouver une solution acceptable, la valeur de  $k_0$  est modifiée (retour à l'étape 1).

L'algorithme précédent a été mis en place pour illustrer certaines propriétés de la goutte sessile dans le régime de Leidenfrost. Des résultats de calcul sont présentés à la figure 1.4 dans le cas d'une

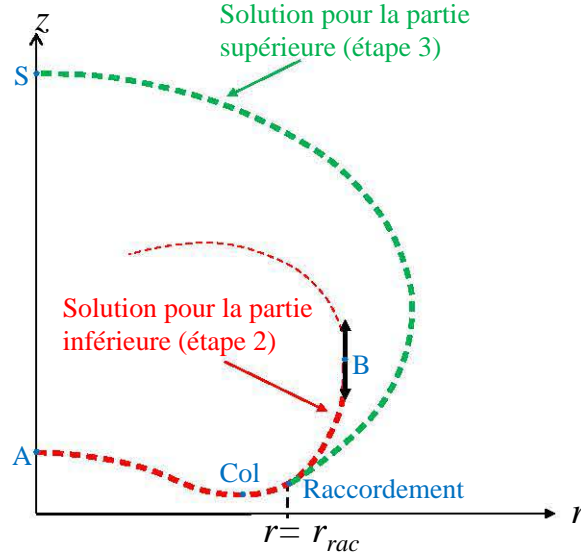


Figure 1.3 – Illustration du raccordement mis en œuvre pour déterminer la forme de la goutte et l'épaisseur du film de vapeur.

goutte d'eau déposée sur une paroi à  $T_W = 400^\circ\text{C}$ . Le rayon équivalent de la goutte, indiqué dans la légende de la figure, est défini par  $R_{eq} = \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$ , où  $V$  est le volume de la goutte. L'épaisseur moyenne du film de vapeur, notée  $h_{moy}$ , est déterminée à partir de la relation :

$$h_{moy} = \frac{1}{r_{col}} \int_0^{r_{col}} h(r) dr. \quad (1.12)$$

Les résultats de la figure 1.4 montrent que  $h_{moy}$  est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres pour une goutte d'eau millimétrique. Les résultats de la modélisation sont en bon accord avec les observations expérimentales. Des images obtenues par ombroscopie ont permis de valider les prédictions du modèle en ce qui concerne la hauteur et le rayon d'étalement de la goutte. En ce qui concerne le film de vapeur, la figure 1.5 montre que le modèle théorique reproduit les mesures de Burton [11] qui a caractérisé la position du col et l'épaisseur du film de vapeur à cet endroit. Il ressort à la fois des calculs et des expériences que la forme de la goutte varie très peu avec la température de paroi tant que celle-ci est assez élevée pour être dans le régime d'ébullition en film.

Des modèles plus simplifiés, permettant d'aboutir à des expressions littérales de l'épaisseur du film, ont également été proposés et sont très utiles pour décrire le comportement de la goutte sessile. Biance [9] fait l'hypothèse d'un écoulement de Poiseuille dans le film de vapeur :

$$U_v \sim \frac{h^2}{\mu_v} \frac{\Delta P}{\lambda_r}, \quad (1.13)$$

où  $\lambda_r$  est le rayon de la zone de contact apparent entre la goutte et la paroi chaude. Le débit massique

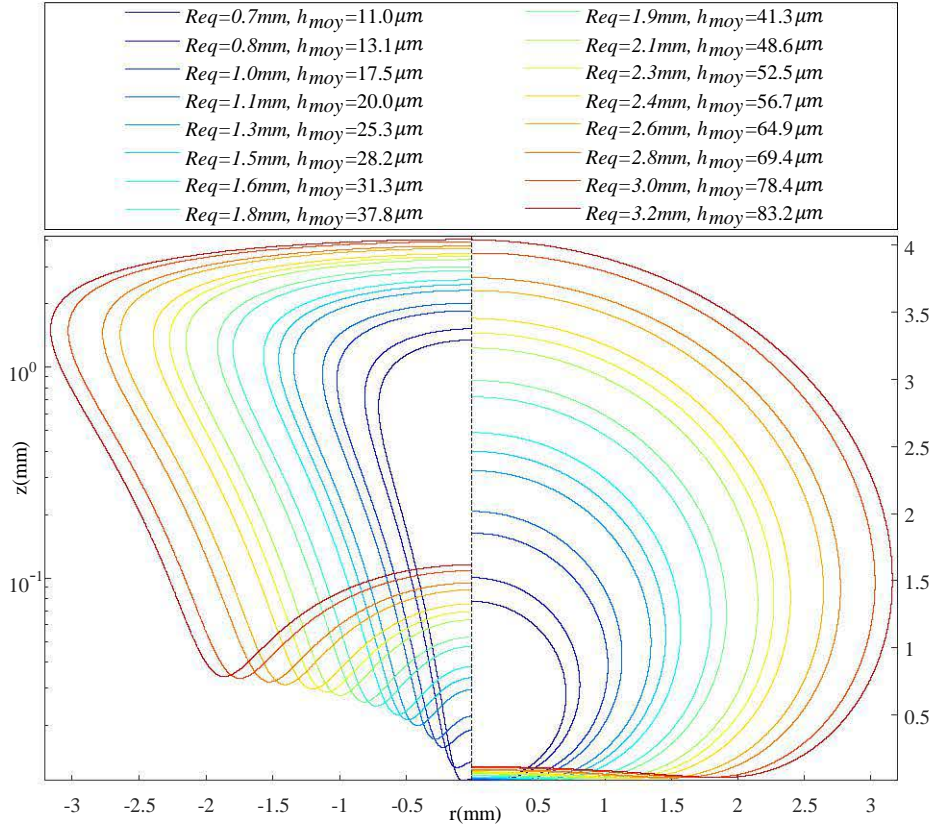


Figure 1.4 – Modélisation de la forme d'une goutte d'eau sessile en équilibre sur son film de vapeur.  $T_W = 400^\circ C$ . Représentation en échelle logarithmique (gauche) et échelle linéaire (droite).

de la vapeur obtenu par l'intégration de la vitesse dans le film est alors égal à :

$$\frac{dm}{dt} = \rho_v U_v \pi \lambda_r h \sim \rho_v \frac{h^3}{\mu_v} \Delta P, \quad (1.14)$$

où  $\Delta P$  est la différence entre la pression dans le film de vapeur en  $r = 0$  et la pression ambiante. Des considérations basées sur le flux de chaleur échangé entre la goutte et la paroi (Equation 1.2) conduisent à :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\lambda_v \Delta T}{L_v h} \pi \lambda_r^2, \quad (1.15)$$

avec  $\pi \lambda_r^2$  la surface de contact entre la goutte et la paroi. Deux cas peuvent être distingués :

- Si la goutte est de grande taille ( $d_0 \gg l_c$ ), alors le rayon d'étalement  $r_{max}$  et le rayon de contact  $\lambda_r$  sont similaires,  $\lambda_r \sim r_{max}$ . Sachant que  $\Delta P \sim 2\rho_l g l_c$ , on obtient une approximation de l'épaisseur du film :

$$h \sim \left( \frac{\lambda_v \Delta T \mu_v}{L_v \rho_v \rho_l g l_c} \right)^{1/4} r_{max}^{1/2} \quad (1.16)$$

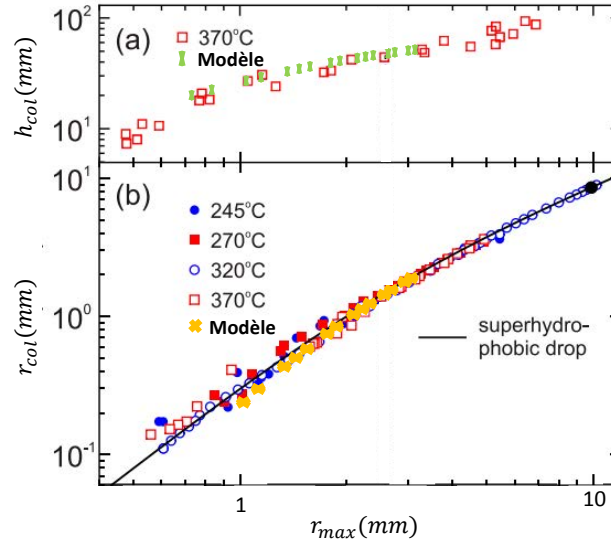


Figure 1.5 – Évolution de l'épaisseur (a) et du rayon au col (b) en fonction du rayon maximal d'une goutte d'eau. Comparaison aux résultats expérimentaux de Burton. [11].

- Si la goutte est de petite taille ( $d_0 \ll l_c$ ), alors par des considérations géométriques, on peut montrer que  $\lambda_r \sim r_{max}^2/l_c$ . Le flux d'évaporation s'écrit alors  $\frac{dm}{dt} = \frac{\lambda_v}{L_v} \frac{\Delta T}{r_{max}} r_{max}^2 \frac{\lambda_r^2}{r_{max}^2}$ , où  $\frac{\lambda_r^2}{r_{max}^2}$  représente la fraction de la surface de la goutte en contact avec la paroi. En prenant  $\Delta P \sim \frac{2\sigma}{r_{max}}$ , on obtient une approximation de l'épaisseur du film :

$$h \sim \left( \frac{\rho \lambda_v \mu_v (T_W - T_{Sat}) g}{L_v \rho_v \sigma^2} \right)^{1/3} r_{max}^{4/3} \quad (1.17)$$

On constate, d'après les équations (1.16) et (1.17), que la hauteur du film de vapeur augmente avec le rayon d'étalement mais à des puissances différentes selon la taille de la goutte. Ce phénomène a été confirmé par des mesures de l'épaisseur du film de vapeur par une technique de mesure basée sur la diffraction (Figure 1.6). Un faisceau laser est diffracté sous la goutte en lévitation, ce qui permet de déduire une hauteur moyenne de film. Les deux tendances  $h \sim r_{max}^{1/2}$  pour  $d_0 > l_c$  et  $h \sim r_{max}^{4/3}$  pour  $d_0 < l_c$  sont bien visibles sur la Figure 1.6.

**Conclusions sur la goutte sessile :** Nous avons vu que le problème de la goutte sessile est bien documenté. Il est possible de prédire avec précision la géométrie d'une goutte sessile ainsi que l'épaisseur du film de vapeur. La modélisation est grandement facilitée par la stationnarité des phénomènes rencontrés, que l'on ne retrouve pas dans le cas d'un impact.



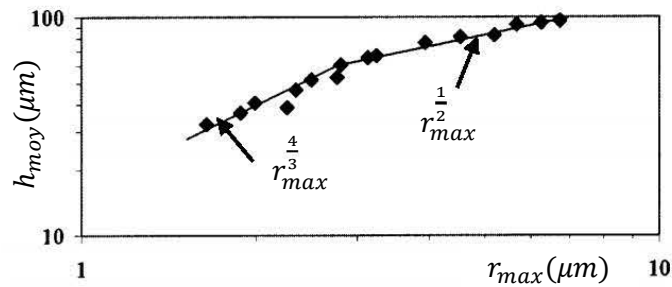


Figure 1.6 – Épaisseur du film de vapeur mesurée par méthode de diffraction sous une goutte d'eau sur une plaque de duralumin à 300°C. [9].

## 1.2 L'impact sur une paroi chaude

### 1.2.1 Les paramètres de l'impact

Le comportement dynamique d'une goutte lorsqu'elle impacte une surface solide, a fait l'objet de nombreux travaux de recherche dans le cas d'une paroi isotherme [12–14], ainsi que dans celui d'une paroi chauffée dans le régime d'ébullition en film [15, 16]. Les paramètres qui entrent en jeu lors de l'impact sont nombreux. Parmi eux, on peut citer :

#### Pour la phase liquide :

- Le diamètre de la goutte  $d_0$
- La vitesse d'impact  $U_0$  du centre d'inertie
- La viscosité dynamique du liquide  $\mu_l$
- La tension de surface  $\sigma$
- La masse volumique  $\rho_l$
- La température de saturation  $T_{Sat}$
- La température d'injection du liquide  $T_0$
- La capacité calorifique massique  $C_{p_l}$
- La conductivité thermique  $\lambda_l$

#### Pour la phase gazeuse :

- La capacité calorifique massique  $C_{p_v}$
- La viscosité dynamique  $\mu_v$
- La masse volumique  $\rho_v$
- La conductivité thermique  $\lambda_v$

#### Pour le substrat solide :

- La capacité calorifique massique  $C_{p_w}$
- La conductivité thermique  $\lambda_w$
- L'effusivité de la paroi  
$$e_w = \sqrt{\lambda_w \rho_w C_{p_w}}$$
- La température de paroi  $T_w$
- La rugosité de la surface solide

Certains paramètres peuvent être plus facilement maîtrisables que d'autres dans des expériences, par exemple la vitesse d'impact  $U_0$  en modifiant la hauteur de chute de la goutte qui se détache. Il est important de noter que plusieurs paramètres peuvent présenter une certaine interdépendance. La viscosité et la tension de surface dépendent toutes deux de la température. À partir de ces différents

paramètres, plusieurs nombres adimensionnels peuvent être construits dans le but de caractériser et de modéliser l'hydrodynamique de l'impact.

- Le nombre de Weber exprime le rapport entre l'énergie cinétique de la goutte à l'impact et les forces de surface induites par la tension de surface :

$$We = \frac{\rho_l d_0 U_0^2}{\sigma} \quad (1.18)$$

- Le nombre de Reynolds exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho_l U_0 d_0}{\mu_l} \quad (1.19)$$

- Le nombre d'Ohnesorge représente le rapport entre les forces visqueuses et les forces de tension de surface. Il s'agit également d'une combinaison du nombre de Reynolds et du nombre de Weber :

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l d_0 \sigma}} \quad (1.20)$$

### 1.2.2 Description phénoménologique du comportement d'une goutte à l'impact sur une paroi chaude

Ce paragraphe se propose de passer en revue les différents comportements d'une goutte quand elle impacte une paroi chaude. Les situations décrites vont de la température de paroi inférieure à la température d'ébullition du liquide, à l'ébullition en film quand la température de paroi est très élevée.

**L'impact suivi d'évaporation** - Cette situation est rencontrée lorsque la température de la paroi n'est pas assez élevée pour mettre en ébullition le liquide et encore moins pour créer un film de vapeur sous la goutte. La goutte mouille donc la paroi chaude. Le comportement de cette goutte qui s'évapore a été décrit de façon phénoménologique par plusieurs auteurs, notamment Liang et Mudawar [17]. Ces derniers proposent de décomposer l'évolution de la goutte en trois phases : la phase initiale, la phase fondamentale et la phase finale comme présenté à la Figure 1.7. Durant la **phase initiale**, la goutte commence par s'étaler très rapidement en un film liquide mince, puis elle se rétracte sous l'effet de la tension de surface. Plusieurs oscillations de la surface liquide se succèdent jusqu'à ce que la goutte prenne la forme d'une calotte sphérique. La **phase fondamentale** commence alors : elle se caractérise par le fait que la surface mouillée par la goutte ne varie pas. Seul l'angle de contact  $\theta$  diminue en raison de la réduction du volume de la goutte induite par l'évaporation. Il y a ancrage de la ligne de contact. Cette phase se termine lorsque l'angle critique de reculée  $\theta_r$  est atteint. L'angle de contact est sujet à une hystérèse plus ou moins marquée selon la qualité de la surface, qui n'est jamais parfaitement lisse à l'échelle microscopique. L'angle de contact  $\theta$  doit être compris entre l'angle d'avancée  $\theta_a$  qui est la valeur la plus grande de  $\theta$  possible,

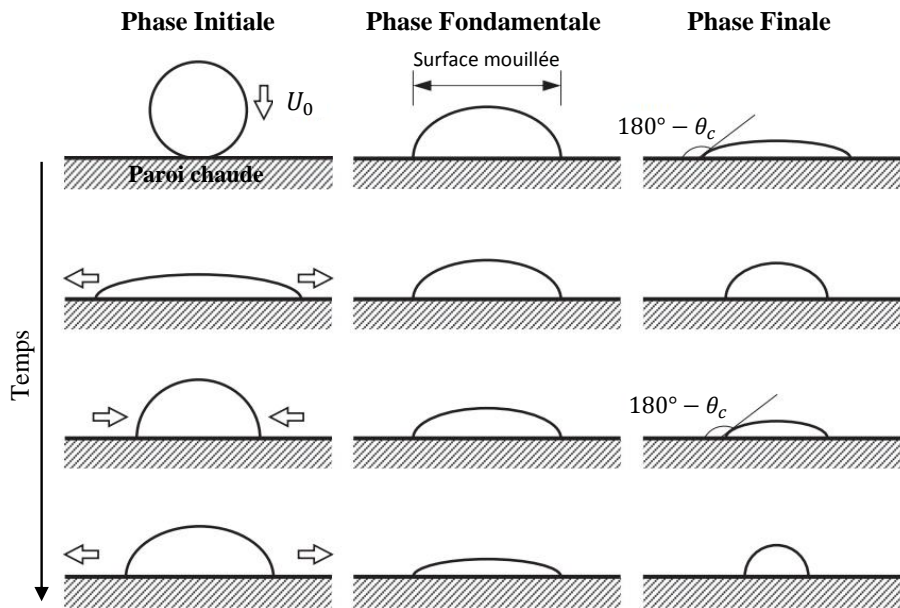


Figure 1.7 – Déroulement de l'impact d'une goutte sur une paroi mouillante.

et l'angle de reculée  $\theta_r$  la plus petite possible<sup>1</sup>. Pendant la phase fondamentale,  $\theta$  évolue donc entre  $\theta_a$  et  $\theta_r$ . La **phase finale** est plus complexe. L'angle de reculée étant atteint, la ligne de contact se déplace. Souvent, la rétraction fait augmenter l'angle de contact et la ligne de contact peut à nouveau s'ancrer. Puis l'évaporation vient à nouveau réduire l'angle de contact jusqu'à  $\theta_r$ . Le processus se répète jusqu'à l'évaporation totale de la goutte. Dans d'autres cas, la ligne de contact se déplace en apparence sans à-coup et l'angle de contact reste à une valeur proche de  $\theta_r$ .

**L'impact dans le régime d'ébullition nucléée** - La température de paroi est plus élevée que la température d'ébullition du liquide, mais n'est pas suffisante pour entrer dans le régime d'ébullition transitoire caractérisé par l'apparition transitoire de poche (ou couche) de vapeur sous la goutte. Le liquide entre complètement en contact avec la paroi chaude. Les micro aspérités de la paroi constituent des sites potentiels de nucléation, où des bulles peuvent se développer. Quand sa taille est suffisamment importante, la bulle se détache de la paroi et remonte dans le liquide. Ainsi, après quelques millisecondes, on observe un bouillonnement. Les bulles qui arrivent au niveau de la surface supérieure de la surface de la goutte, éclatent en projetant des fines gouttelettes (figure 1.8). Juste avant l'éclatement, il est possible d'observer des structures assez caractéristiques, qualifiées de "pagoda-like structures" par Cossali et al. [18]. Ces derniers se sont intéressés principalement à l'effet de la température de paroi et de la rugosité sur la distribution en taille et la fréquence des

1. En théorie, l'angle de contact  $\theta$  sur une surface parfaitement lisse dépend de la nature du liquide, ainsi que de celle de la paroi selon l'équation de Young qui le relie aux tensions superficielles entre les trois phases liquide, solide et gazeuse. Young, T. (1805). "An Essay on the Cohesion of Fluids". Phil. Trans. R. Soc. Lond. 95 : 65–87. doi :10.1098/rstl.1805.0005).

gouttes secondaires éjectées.

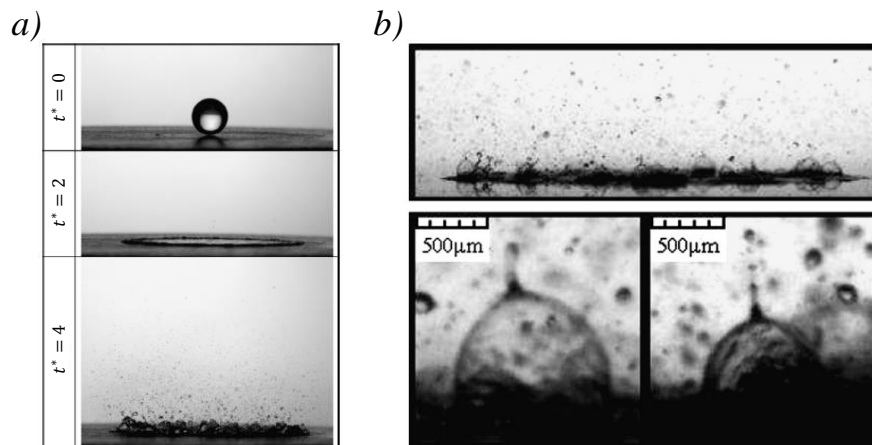


Figure 1.8 – a) Impact d'une goutte dans le régime d'ébullition nucléée (goutte d'eau  $T_W = 145^\circ\text{C}$ ,  $R_z = 14.5 \mu\text{m}$ ,  $We = 285$ ,  $Ca = 0.046$ ), b) Exemple d'ébullition en "pagoda-like structure". Extrait de Cossali et al. [18].

**L'impact dans le régime d'ébullition en film** - Lorsque la température de paroi dépasse la température de Leidenfrost, un film de vapeur se crée immédiatement sous la goutte et empêche qu'il y ait, à aucun moment, de contact entre la phase liquide et la paroi. Dans ces conditions, le comportement hydrodynamique de la goutte est radicalement modifié par rapport à l'impact sur une paroi mouillante. On observe deux régimes d'impact possibles : le rebond ou la fragmentation de la goutte après une période d'étalement. La figure 1.9 illustre les grandes étapes de l'impact d'une goutte. Ce type d'impact se décompose en trois phases :

- L'impact débute par **la phase cinématique** durant laquelle la partie supérieure de la goutte conserve une forme sphérique. La déformation de la goutte suit une loi universelle, quand on la représente en fonction du temps réduit  $t^* = tU_0/d_0$  (cf. paragraphe 1.3.1).
- La phase suivante est **l'étalement**. Pendant cette phase, la goutte s'étale sur la paroi sous l'effet de la pression exercée sur le liquide à l'impact. Il y a une compétition entre les forces de surface (l'étalement s'accompagnant d'une création de surface liquide/gaz) et les forces d'inertie dues à la vitesse essentiellement radiale du liquide dans la goutte. Cette compétition donne naissance à un bourrelet sur le bord de la goutte qui a une forme vaguement toroïdale. L'épaisseur de ce bourrelet augmente tout au long de la phase d'étalement, car il est alimenté en liquide par l'écoulement dans la lamelle liquide située au centre de la goutte et dont l'épaisseur diminue au cours du temps.
- La troisième phase diffère selon la valeur du nombre de Weber. Si l'énergie cinétique de la goutte à l'impact est faible, le ralentissement de la vitesse du liquide alimentant le bourrelet fait que les forces de surface finissent par prendre le dessus sur les forces d'inertie : la goutte se rétracte. Cette rétractation du bord de la goutte aboutit au **rebond** de la goutte qui décolle

de la paroi. Si l'énergie cinétique de la goutte à l'impact est élevée, le bourrelet se déstabilise et se fragmente. Cette instabilité de Rayleigh-Taylor démarre dès les premiers instants de l'impact et s'amplifie au cours du temps (cf. paragraphe 1.3.3). Les forces d'inertie sont trop grandes pour que les forces de surface parviennent à maintenir l'intégrité de la goutte. La fragmentation de la goutte conduit à la formation de plusieurs gouttes secondaires. On parle alors de *splashing* ou d'*éclatement*.

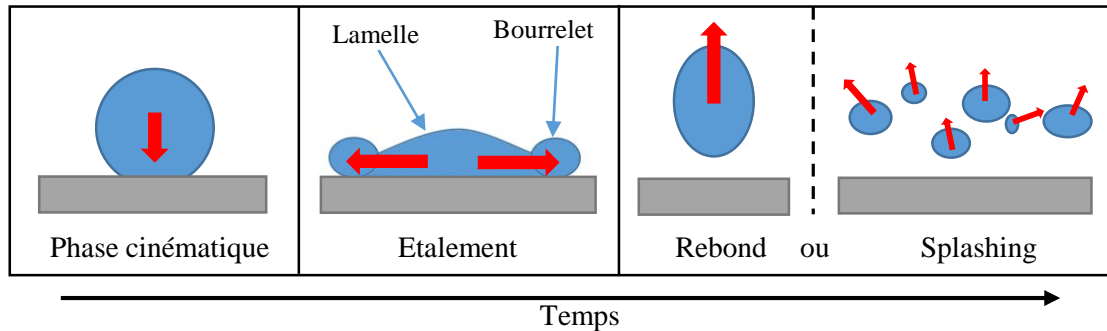


Figure 1.9 – Illustration du phénomène d'impact d'une goutte en régime non-mouillant

Tran et al. [15] ont observé le comportement de gouttes d'eau impactant sur une paroi en saphir dont la température de paroi varie entre 380°C et 580°C (Figure 1.10). Ces expériences, réalisées sur des gouttes d'eau de diamètre  $d_0 = 2.5\text{mm}$  et à  $We = 32$ , mettent en évidence un effet de la température de paroi sur le comportement de la goutte, y compris dans le régime d'ébullition en film :

- Pour  $T_w = 380^\circ\text{C}$ , on peut observer un bouillonnement et la projection de fines gouttelettes dues à l'ébullition à l'interface liquide/solide. Le contact entre la goutte et la paroi est partiel. On est ici dans le régime d'ébullition transitoire.
- Pour  $T_w = 500^\circ\text{C}$ , un film de vapeur sépare la goutte de la paroi pendant toute la durée du phénomène d'impact. Dans cette configuration, on remarque qu'il n'y a pas d'éjection de gouttes secondaires.
- Si l'on continue d'augmenter la température de paroi, il apparaît une atomisation secondaire de fines gouttelettes. Dans cette configuration, la goutte continue à être isolée de la paroi par un film de vapeur. Même si la projection de fines gouttelettes secondaires semble assez similaire, le phénomène ne peut donc pas s'expliquer aussi simplement que par de la nucléation hétérogène comme pour des températures de paroi plus basses. Une nucléation homogène, au sein de la goutte, semble cependant devoir être écartée<sup>2</sup>.

2. Pour un liquide comme l'eau, la nucléation homogène impliquerait en théorie une surchauffe de l'eau de plus de 200°C qui n'est jamais observée expérimentalement. [19]

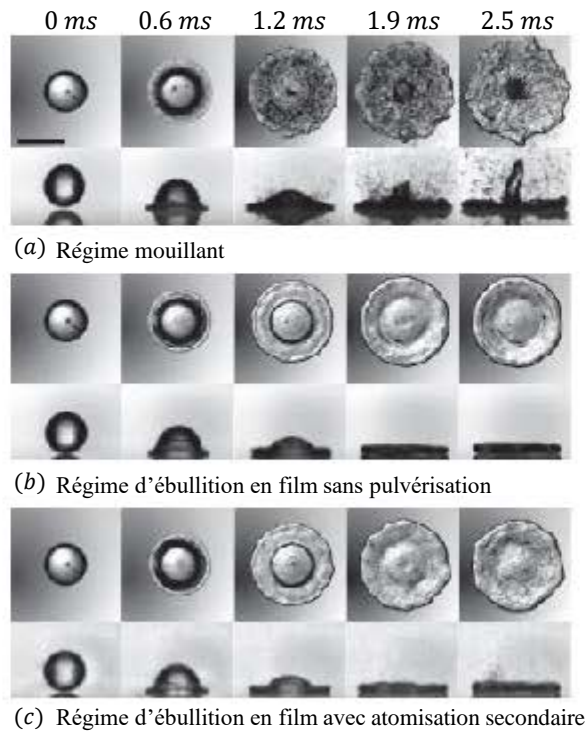


Figure 1.10 – Évolution d'une goutte d'eau (diamètre  $d_0 = 2.5$  mm et  $We = 32$ ) lors de l'impact sur une paroi de saphir à différentes températures : (a)  $T_W = 380^\circ\text{C}$ . (b)  $T_W = 500^\circ\text{C}$ . (c)  $T_W = 580^\circ\text{C}$ . D'après Tran et al. [15]

**L'impact dans le régime d'ébullition de transition** - Cette situation est rencontrée lorsque la température de paroi n'est pas assez élevée par rapport à la température de Leidenfrost. Dans certains cas, l'impact de la goutte peut débuter comme dans le régime d'ébullition en film, mais du fait du refroidissement induit par la goutte, un remouillage partiel de la paroi intervient pendant la phase d'étalement. Le contact de la goutte avec la paroi a alors lieu préférentiellement au centre de la zone d'impact, tandis que le bord de la goutte est en lévitation. Ce contact, lorsqu'il est limité, permet au processus d'impact de suivre une évolution globalement assez peu différente de celle observée dans le régime d'ébullition en film, par exemple le rebond à la suite de l'étalement de la goutte (Figure 1.11).

Khavari et al. [21] ont étudié de façon assez approfondie le mouillage partiel des gouttes dans le régime d'ébullition nucléée et de transition. Pour cela, ils ont mis en œuvre une technique de visualisation de la surface de contact entre la goutte et la paroi basée sur la réflexion totale interne (Figure 1.12). La figure 1.13 met clairement en évidence des différences entre les régimes d'ébullition. Pour une température de  $200^\circ\text{C}$ , les images montrent que le mouillage de la paroi devient partiel. Des structures en forme de doigts ou d'épines apparaissent au niveau de la zone de contact entre la goutte et la paroi. Ces structures sont légèrement altérées par la présence de quelques bulles (réminiscence d'ébullition nucléée). Lorsque la température est de  $300^\circ\text{C}$ , il n'y a plus contact entre la goutte et la paroi et les vues de dessous sont uniformément grises. On est

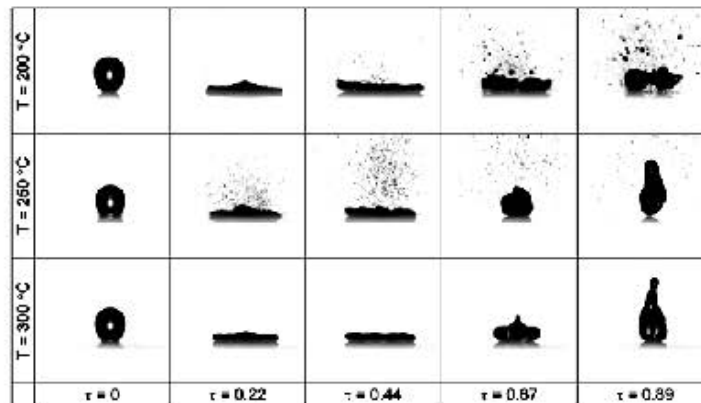


Figure 1.11 – Impact d’une goutte d’eau ( $We = 27.6$ ) : Si la température de paroi n’est pas suffisamment élevée par rapport à la température de Leidenfrost, le rebond est accompagné d’une atomisation secondaire de la goutte. Extrait de Bertola et Sefiane [20].

donc dans le régime d’ébullition en film. Khavari et al.[21] ne proposent pas véritablement de mécanisme pour l’apparition des digitations. En revanche, ils montrent que le nombre de doigts augmente avec le nombre de Weber et diminue avec la température de paroi. Comme attendu, le diamètre de la surface équivalente mouillée diminue avec la température de paroi dans le régime d’ébullition de transition jusqu’à atteindre 0 à la température de Leidenfrost (Figure 1.14).

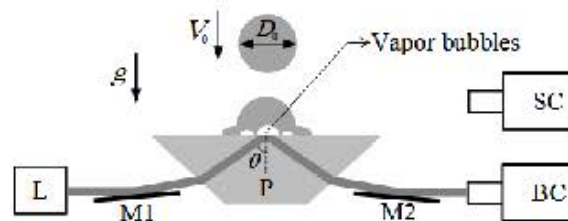


Figure 1.12 – Le faisceau d’une diode laser est dirigé vers un prisme en verre en utilisant un miroir M1. L’angle d’incidence est ajusté de manière à obtenir une réflexion totale interne à l’interface verre-air. Le faisceau réfléchi est ensuite transmis à la caméra BC en utilisant le miroir M2. Aux endroits où il y a contact entre la goutte et la paroi en verre, la réflexion totale se transforme en une réflexion partielle du fait du saut d’indice de réfraction plus faible entre l’eau et le verre. Ces endroits apparaissent en noir sur les images. Extrait de Khavari et al. [21].



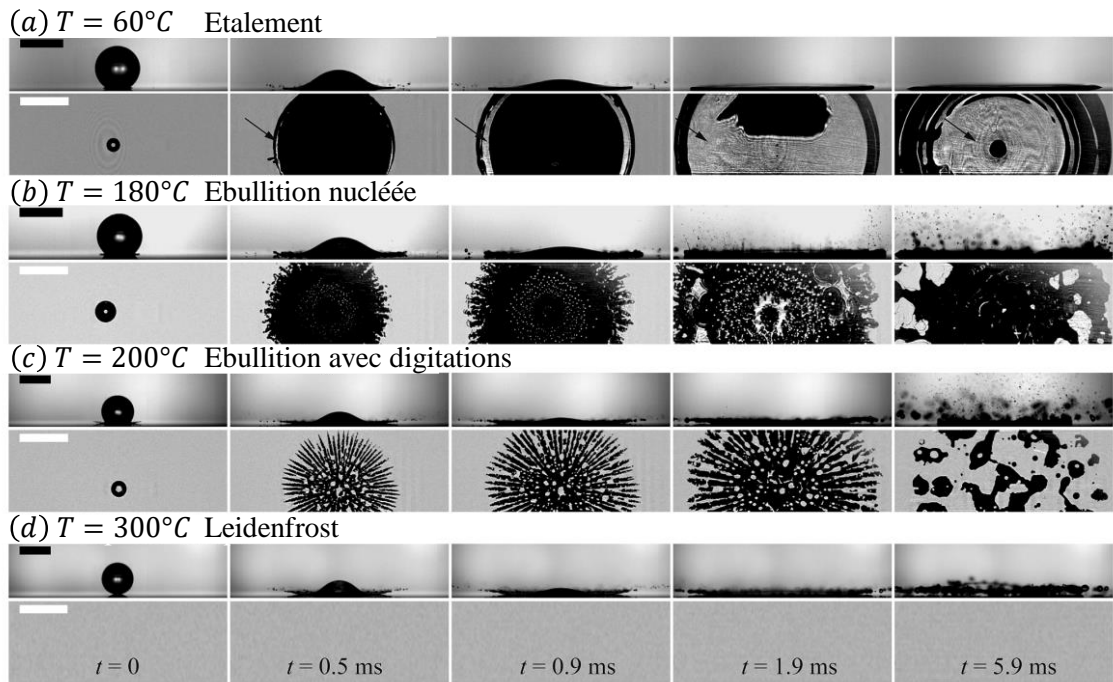


Figure 1.13 – Visualisation du comportement de gouttes d'éthanol qui impactent une paroi à un nombre de Weber de  $We=481$ . La vue de côté est réalisée par ombroscopie rapide. La vue de dessous est obtenue par une méthode de réflexion totale interne. Pour la vue de dessous, les parties sombres représentent les lieux de contact direct entre le liquide et la paroi. La température dans l'expérience varie entre  $60^\circ\text{C}$  et  $300^\circ\text{C}$ . Les barres incrustées représentent 2 mm. D'après Khavari et al. [21]

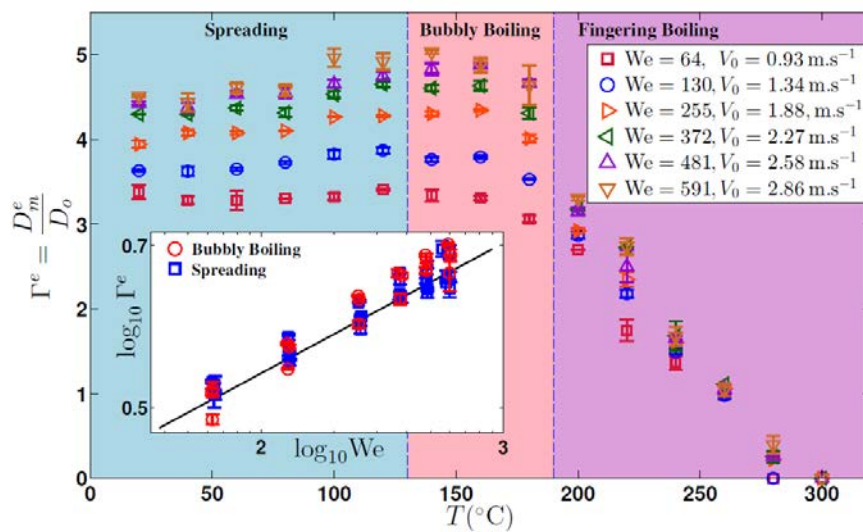


Figure 1.14 – Evolution du diamètre équivalent de la surface de contact entre la goutte et la surface solide en fonction de la température de paroi. D'après Khavari et al. [21].



### 1.2.3 Température de Leidenfrost

Ce travail de thèse est consacré au régime d'ébullition en film, encore appelé "régime de Leidenfrost". Ce régime apparaît au-delà d'une certaine température de paroi appelée "température de Leidenfrost dynamique", que l'on notera  $T_{LD}$  par la suite et qui est toujours supérieure à la température de Leidenfrost statique mesurée dans le cas d'une goutte sessile. Nous allons passer en revue différents paramètres ayant une influence sur la température de Leidenfrost afin de préciser le cadre de notre étude.

#### 1.2.3.1 Effet du nombre de Weber sur la température de Leidenfrost

Le nombre de Weber joue un rôle dans le caractère mouillant ou non-mouillant de l'impact. En effet, il a été montré que la température de Leidenfrost dynamique, définie comme la température au-dessus de laquelle l'impact est non-mouillant, peut dépendre du nombre de Weber de l'impact. Cette dépendance a notamment été décrite par Bertola et Sefiane [20], et Yao et Cai [22]. Les résultats de leurs observations sont présentées figure 1.15. Les matériaux utilisés dans ces expériences sont respectivement de l'aluminium et de l'acier, tous deux avec un état de surface de type miroir. L'impact de gouttes d'eau sur ces surfaces à différentes vitesses a montré que  $T_{LD}$  augmente avec  $We$  et ainsi des corrélations empiriques ont pu être proposées.

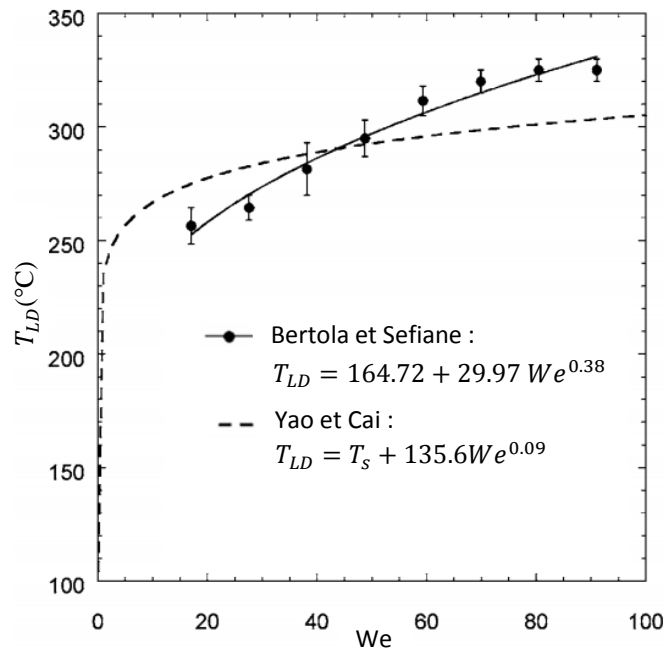


Figure 1.15 – Effet du nombre de Weber sur la température de Leidenfrost dynamique  $T_{LD}$

Dans les travaux de Shirota et al. [23], Nigmatulin et al. [24], Karl et Frohn [25], une augmentation de  $T_{LD}$  avec  $We$  a également été mise en évidence. Cette tendance est également observée par Tran

et al.[15] qui ont mené des expériences d'impact de goutte d'eau sur une paroi lisse de saphir à différentes températures et différents nombres de Weber d'impact. Leurs résultats obtenus par ombroscopie rapide leur ont permis de dresser une carte des différents régimes d'impact en fonction des deux paramètres que sont la température de paroi  $T_W$  et le nombre de Weber d'impact  $We$ . Ces résultats sont reportés en figure 1.16. On constate que l'apparition du régime d'ébullition en film est bien une fonction croissante du nombre de Weber.

La pression s'exerçant sur le film de vapeur augmente avec l'énergie cinétique des gouttes à l'impact. L'amincissement du film de vapeur qui en résulte s'accompagne d'un accroissement du flux de chaleur extrait à la paroi et d'un abaissement plus violent de la température de surface de la paroi. Or, si la température de paroi descend en dessous de la température de Leidenfrost, cela provoque le remouillage de la paroi. L'amplitude de la diminution de  $T_W$  n'est cependant pas le même selon l'effusivité thermique du matériau qui constitue la paroi. L'effusivité thermique de la paroi apparaît donc comme un paramètre très important à prendre en compte dans l'analyse de ces phénomènes transitoires. La température de Leidenfrost (dynamique ou statique) est connu pour dépendre de l'effusivité thermique du liquide et de la paroi. En réalité, la température de contact  $T_c$  conditionne le régime dans lequel se situe l'impact. Or comme le montrent Cossali et al. [26] cette température dépend de l'effusivité de la paroi.

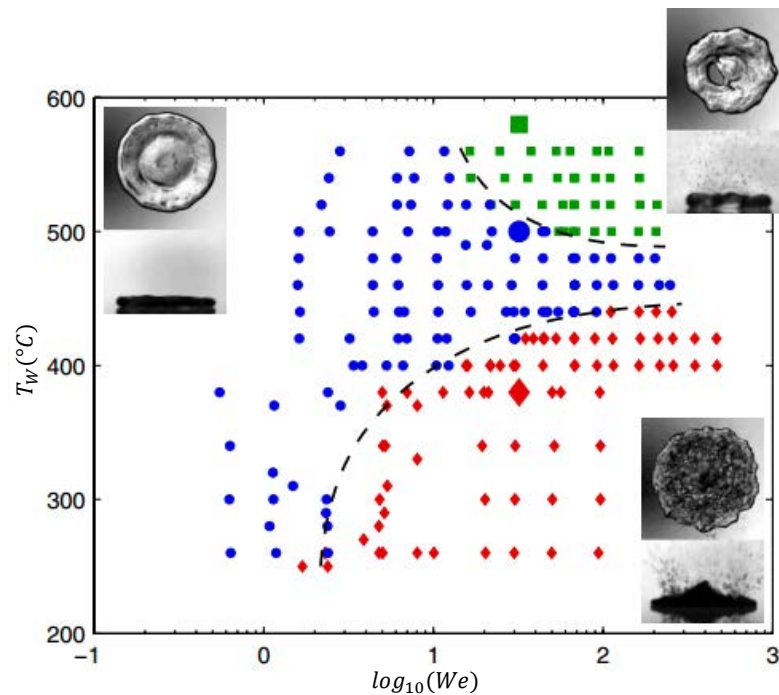


Figure 1.16 – Carte des régimes d'impact observés en fonction du  $We$  et de  $T_W$ . ● Ébullition en film. ■ Ébullition en film avec pulvérisation. ◆ Régime mouillant. D'après Tran et al. [15]

### 1.2.3.2 Effet de la pression sur la température de Leidenfrost

La pression ambiante joue également un rôle significatif sur le comportement de la goutte lors de l'impact. Sur paroi froide, il a été mis en évidence par Lei Xu et al. [27] que la pression ambiante joue un rôle important dans la déstabilisation de la lamelle de liquide au cours de l'étalement. Les résultats présentés à la figure 1.17 illustrent ainsi le fait qu'un accroissement de la pression ambiante tend à provoquer la fragmentation des gouttes. En effet, la fragmentation des gouttes étant liée à un mécanisme d'instabilité de type Rayleigh-Taylor qui apparaît à l'interface entre deux fluides de densités différentes comme le sont l'eau et l'air dans le cas de l'impact de goutte, il semble normal que la pression, ayant un effet direct sur la densité de l'air, ait un effet notable sur la dynamique de fragmentation.

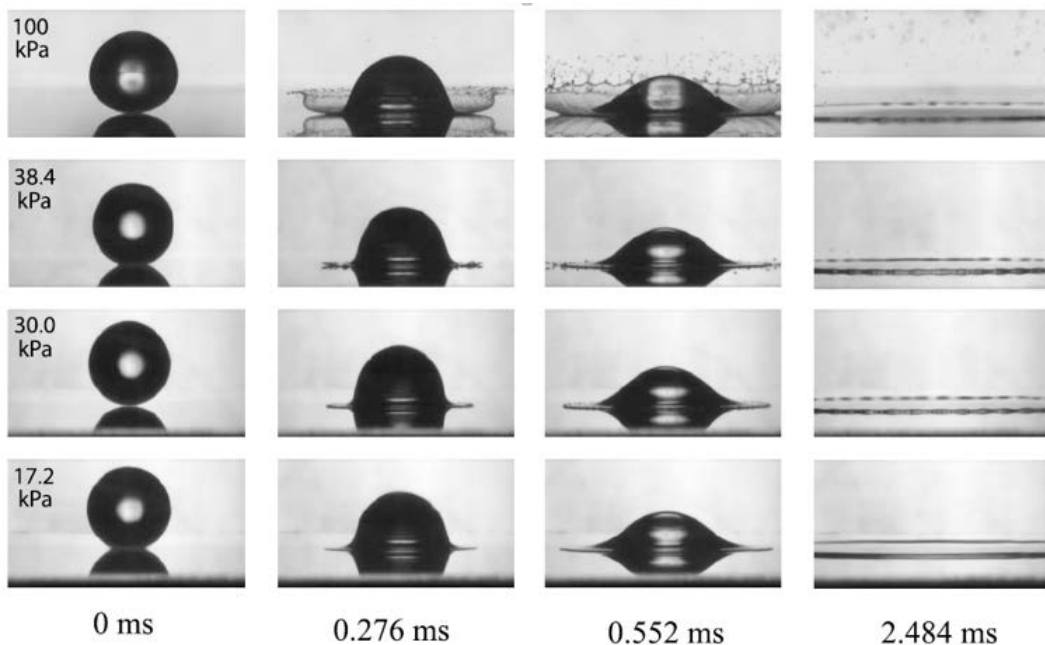


Figure 1.17 – Effet de la pression  $P_0$  ambiante sur l'impact d'une goutte d'eau de diamètre  $d_0 = 3.4\text{mm}$  sur une surface parfaitement lisse et isotherme à  $U_0 = 3.74\text{m.s}^{-1}$ . D'après Lei Xu et al. [27]

La pression ambiante déplace les frontières entre les différents régimes d'impact sur une paroi chaude, comme l'a montré Buchmüller [28]. Pour mettre en évidence ce phénomène, des impacts sur paroi chaude ont été observés dans une enceinte régulée en pression. Un diagramme représentant les différents régimes en fonction de la pression ambiante et de la température de paroi a été établi à partir de ces travaux (Figure 1.18). A température de paroi fixée, l'augmentation de la pression ambiante a tendance à abaisser la température de Leidenfrost. Ceci semble pouvoir s'expliquer par une augmentation de la température de saturation du liquide avec la pression ambiante, et par suite une diminution de la production de vapeur sous la goutte, allant de paire avec une dimi-

nution de l'épaisseur du film de vapeur pour une même température de paroi. Il est intéressant de remarquer sur la figure 1.18 que la température de Leidenfrost augmente avec la pression ambiante dans les mêmes proportions que la température d'ébullition.

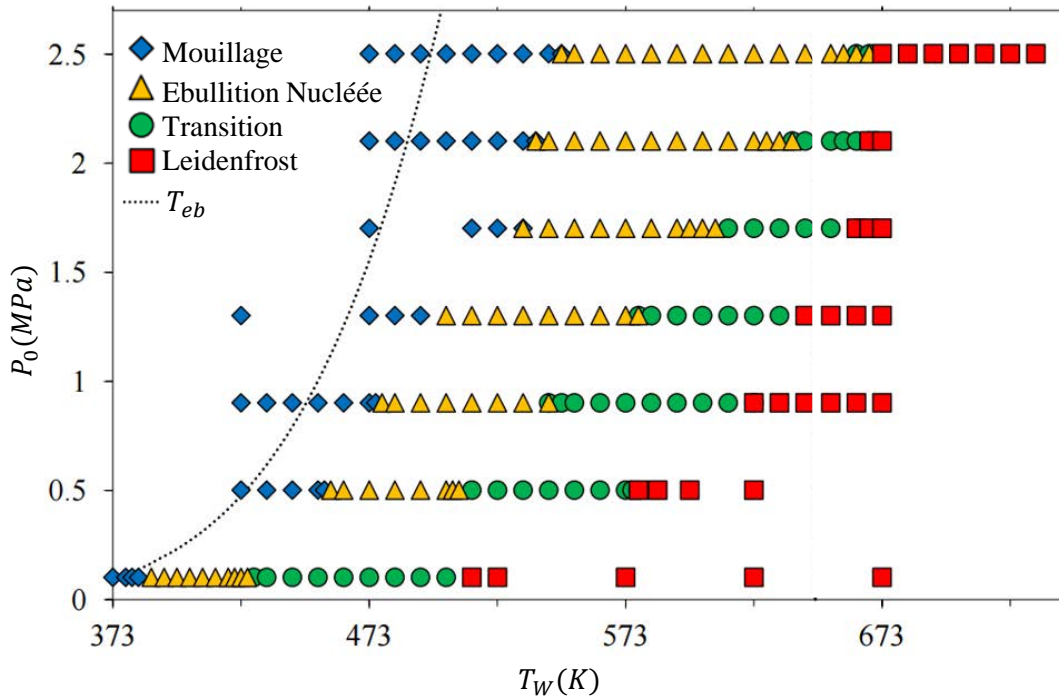


Figure 1.18 – Carte des régimes d'impact en fonction de la pression ambiante et de la température  $T_w$ . Le nombre de Weber d'impact est ici fixé à  $We = 5$ . D'après Buchmüller [28]

### 1.2.3.3 Effet de la topologie de la surface solide sur la température de Leidenfrost

La rugosité est également un paramètre à prendre en compte lorsque l'on souhaite décrire l'impact d'une goutte sur une paroi chaude. En effet, des aspérités de quelques micromètres peuvent provoquer des modifications de la dynamique d'impact de la goutte à l'échelle macroscopique. Plusieurs études permettent d'illustrer et d'analyser l'effet de la rugosité de la surface solide sur la température de Leidenfrost. Perderson [29] suggère qu'il existe une forte dépendance de la température de Leidenfrost dynamique à la rugosité de paroi sans pour autant donner de résultats expérimentaux pour étayer cette idée. Par la suite, Bernardin et al. [30] ont mené des recherches plus approfondies sur l'effet de la rugosité, où ils concluent, dans le cas de la goutte sessile, à une température de Leidenfrost statique plus élevée. Ils avancent pour explication la possibilité que les aspérités des surfaces rugueuses pénètrent le film de vapeur. Il faut donc une épaisseur de film plus élevée pour supprimer tout contact entre la goutte et la paroi. L'effet de la topologie de surface sur la température de Leidenfrost fait encore aujourd'hui l'objet de nombreuses discussions. Des résultats en apparence contradictoires, ont été rapportés dans la littérature. Dans le cas d'un impact, Tran et al.

[31] et Bernardin et al. [30] constatent que la rugosité a un effet inverse. La rugosité de la paroi tend à abaisser la température de Leidenfrost dynamique.

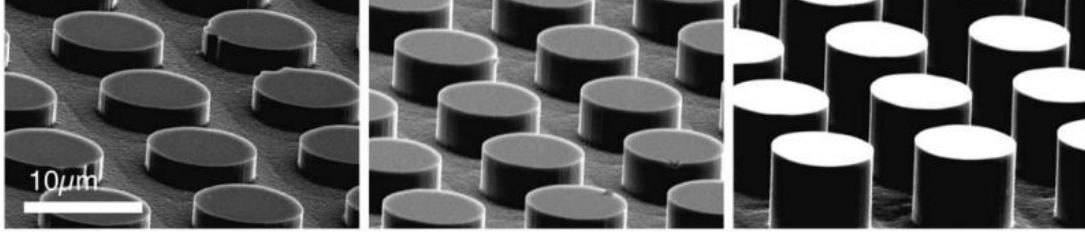


Figure 1.19 – Surfaces micro-structurées de silicium utilisées par Tran et al.  $T_{LD}$  [31] pour étudier l’effet de la topologie de la surface solide sur l’impact de goutte.

En revanche, Weickgennant et al. [32] ont montré que des surfaces constituées de nanofibres de polymère déposées aléatoirement peuvent empêcher l’apparition du phénomène de Leidenfrost. En effet, au lieu de glisser comme sur une paroi lisse, la goutte reste piégée sur le substrat constitué par les nanofibres, le liquide pénétrant l’espace entre certaines fibres du fait de la pression d’impact. Aucun film de vapeur n’arrive à se constituer pour soulever la goutte, car la vapeur est évacuée à travers les pores entre les fibres. La goutte tout entière s’évapore ainsi après impact.

### 1.3 Hydrodynamique dans le cas de l’ébullition en film

L’objectif de ce paragraphe est de décrire l’écoulement à l’intérieur d’une goutte impactant une paroi chaude dans le régime d’ébullition en film. On a vu que le déroulement d’un impact peut être décomposé en trois phases distincte : la phase cinématique, l’étalement, suivi selon les cas d’un rebond ou d’un éclatement de la goutte. Les paramètres qui serviront à cette étude sont présentés Figure 1.20. On notera par la suite  $h_l$  la hauteur de la lamelle,  $d_c$  le diamètre de la zone de contact apparent entre la goutte et la paroi (longueur du film de vapeur). Le rayon du bourrelet sera noté  $R_R = d_c/2$  et son volume  $W_R$ . Le diamètre d’étalement sera noté  $d_x$ .

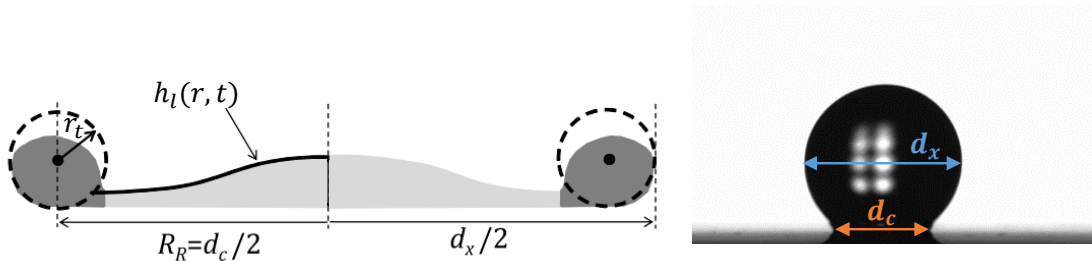


Figure 1.20 – Définition des paramètres pour la modélisation de la dynamique d’une goutte en impact (gauche) et illustration des diamètres de contact  $d_c$  et d’étalement  $d_x$  sur un cas expérimental (droite)

### 1.3.1 La phase cinématique

La phase cinématique est la première phase de l'impact : lorsque la goutte impacte la paroi, le fluide localisé dans la partie basse de la goutte est arrêté dans sa progression, alors que la partie supérieure de la goutte poursuit sa trajectoire sans modification de vitesse. Une onde de choc se développe à la base de la goutte du fait de la compression du liquide lors de l'impact [33, 34]. Un jet liquide très mince est alors propulsé horizontalement à la base de la goutte. Une onde capillaire se développe également durant les premiers instants de l'impact, ce qui est visible sur la figure 1.21.

Il est observé que la partie supérieure de la goutte demeure durant cette phase comme cela est visible sur la figure 1.21. La déformation de la goutte dans la phase cinématique peut être approximativement décrite par de simples considérations géométriques en supposant que la goutte est une sphère coupée. On montre ainsi que la hauteur de la goutte  $h_l^* = \frac{h_l}{d_0}$  évolue selon  $h_l^* = 1 - t^*$

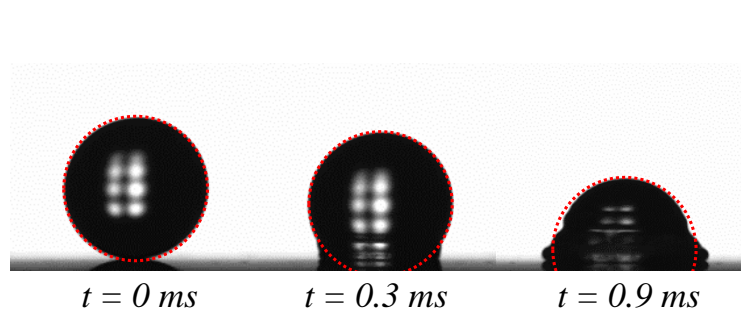


Figure 1.21 – Premiers instants de l'impact d'une goutte de 2.5mm de diamètre sur une paroi en aluminium polie à 350°C.  $We=20$ . Les pointillés représentent la forme sphérique initiale de la goutte.

où  $t^*$  est le temps adimensionnalisé défini par  $t^* = t \frac{U_0}{d_0}$ . En négligeant l'éjection de matière à la base de la goutte, il est possible d'obtenir une très bonne approximation du diamètre de contact  $d_c$  en supposant qu'il s'agit du diamètre du disque formé par l'intersection entre la goutte sphérique et la paroi. En désignant par  $r_0$  le rayon de la sphère,  $h_l$  la hauteur de la sphère tronquée et  $r_c$  le rayon de contact (Figure 1.22), il est possible d'établir la relation suivante entre ces paramètres :

$$r_0 = \frac{r_c^2 + h_b^2}{2h_b} \quad (1.21)$$

d'où

$$r_c = \sqrt{d_0 h_b - h_b^2} \quad (1.22)$$

Mise sous une forme adimensionnelle en normalisant  $h_l$  et  $r_c$  par  $d_0$ , cette relation devient :

$$r_c^* = \sqrt{t^* + t^{*2}}. \quad (1.23)$$

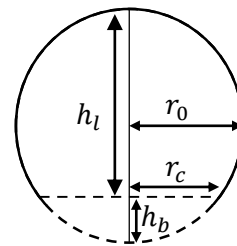
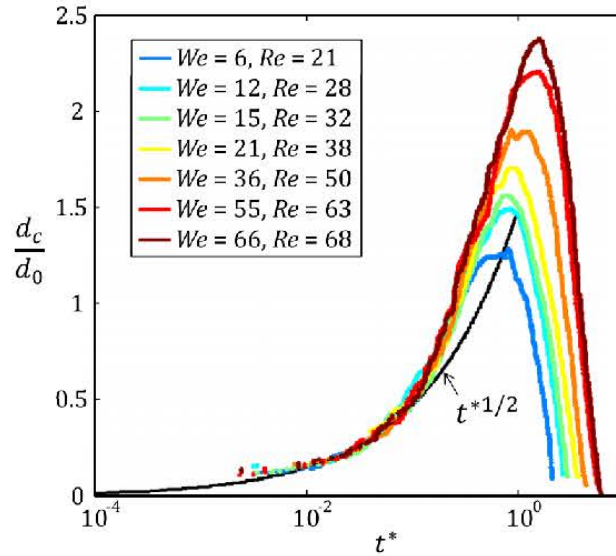


Figure 1.22 – Schéma de la goutte assimilée à une sphère tronquée.



**Figure 1.23** – Évolution temporelle du diamètre de contact  $d_c$  pour des gouttes composées de 40% d'eau et de 60% de glycérol en volume. Gouttes injectées à  $T_0 = 23^\circ\text{C}$  sur une paroi à  $T_W = 500^\circ\text{C}$ . D'après Castanet et al. [16]

Aux temps courts (typiquement  $t^* < 0.1$ ), il est possible de remplacer cette expression par  $d_c^* = 2r_c^* \sim 2\sqrt{t^*}$ . Le diamètre d'étalement  $d_x$ , quant à lui, reste constant. Castanet et al. [16] ont réalisé des mesures quantitatives par ombroscopie rapide sur des gouttes composées d'un mélange eau-glycérol, la fraction de glycérol permettant de modifier la viscosité du mélange. La figure 1.23 représente l'évolution du diamètre de contact normalisé  $d_c/d_0$  en fonction du temps adimensionnel  $t^*$ . Durant la phase cinématique, la goutte reste majoritairement sphérique avec un diamètre équatorial constant. Le diamètre de contact mesuré et adimensionné présente une évolution universelle en fonction de  $t^*$ , quelles que soient les valeurs des nombres de Weber et de Reynolds de l'impact. Par ailleurs, il a été vérifié que l'évolution de  $d_c^*$  suit une évolution en  $t^{*0.5}$  aux temps courts. Pour  $t^* > 0.1$ , le diamètre de contact s'écarte de cette tendance pour suivre une loi de puissance plus élevée.

### 1.3.2 La phase d'étalement

La phase d'étalement qui succède à la phase cinématique a été modélisée par Roisman et al. [14] [35] dans le cas d'une goutte impactant une paroi isotherme. La même approche a été étendue par Castanet et al. [16] à l'impact sur une paroi chaude dans le régime d'ébullition en film. Elle suppose une axisymétrie de la goutte et des phénomènes. On se place dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$  dont l'axe de révolution coïncide avec le centre de la goutte. La modélisation repose sur une mise en équation du champ de vitesse dans la lamelle fluide et une application de la conservation de la quantité de mouvement appliqué au bourrelet qui se forme sur le bord de



la goutte. Cet analyse permet d'établir un modèle d'étalement pouvant prédire la géométrie des gouttes pendant leur étalement.

**Description de la lamelle liquide -** Dans ce paragraphe, on suit l'approche quasi-bidimensionnelle utilisée par Roisman et al.[36]. L'écoulement dans la lamelle est déterminé à partir de la vitesse radiale moyenne  $u_r(r, t)$  dans une section du film liquide d'épaisseur  $h_l(r, t)$ . La conservation de la masse appliquée à la lamelle permet d'écrire :

$$\frac{\partial rh_l}{\partial t} + \frac{\partial(rh_l u_r)}{\partial r} = 0 \quad (1.24)$$

La conservation de la quantité de mouvement en tenant compte des contraintes internes peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\rho \frac{\partial(rh_l u_r)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(rh_l u_r^2)}{\partial r} = \frac{\partial(rh_l \sigma_{rr})}{\partial r} - h_l \sigma_{\phi\phi} - \sigma_{zz} r \frac{\partial h_l}{\partial r} \quad (1.25)$$

Dans cette expression,  $\sigma_{rr}$  et  $\sigma_{\phi\phi}$  sont les composantes du tenseur des contraintes dans les directions radiales et polaires définies par :  $\sigma_{rr} = -p + 2\mu \partial u_r / \partial r$  et  $\sigma_{\phi\phi} = -p + 2\mu u_r / r$ . La composante axiale du tenseur des contraintes  $\sigma_{zz}$  est égale au saut de pression capillaire à la surface libre de la goutte (surface supérieure de la lamelle), ainsi  $\sigma_{zz} = -p_\sigma$ . Le liquide étant incompressible :  $\sigma_{rr} + \sigma_{\phi\phi} + \sigma_{zz} = -3p$ , on obtient alors :

$$p = p_\sigma - 2\mu \left( \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right). \quad (1.26)$$

$$\sigma_{rr} = -p_\sigma + 2\mu \left( \frac{u_r}{r} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \quad (1.27)$$

$$\sigma_{\phi\phi} = -p_\sigma + 2\mu \left( 2 \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \quad (1.28)$$

En utilisant les expressions précédentes de  $\sigma_{rr}$  et  $\sigma_{\phi\phi}$  et l'équation de conservation de la masse (Equation 1.24), l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit sous la forme :

$$\rho \left( \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p_\sigma}{\partial r} + 4\mu \left\{ \frac{1}{h_l} \frac{\partial h_l}{\partial r} \left[ \frac{u_r}{2r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} \right] \right\} \quad (1.29)$$

Pour des nombres de Weber suffisamment élevés, la lamelle devient rapidement très fine devant le rayon d'étalement. L'équation (1.29) peut alors être simplifiée en supprimant le terme de pression capillaire ainsi que le terme lié au gradient d'épaisseur  $h_l^{-1} \partial h_l / \partial r$ . L'équation suivante est alors obtenue :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = 4\nu \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} \right] \quad (1.30)$$

Cette équation tient compte des effets liés à la viscosité. De plus, elle est similaire à l'équation de Navier-Stokes projetée dans la direction radiale avec une viscosité cinématique équivalente à  $4\nu$ .



L'équation (1.30) peut être résolue en cherchant une solution auto-similaire de la forme :

$$u_r = \frac{f(\xi) r}{t + \tau_0} \quad (1.31)$$

où  $\xi = \frac{r}{\sqrt{\nu(t + \tau_0)}}$  et  $\tau_0$  est une constante liée au gradient de vitesse à l'instant initial. En substituant l'équation (1.31) dans l'équation (1.30), on obtient l'expression suivante :

$$8\xi f'' + (24 + \xi^2 - 2\xi^2 f)f' - 2\xi f^2 + 2\xi f = 0 \quad (1.32)$$

La solution réelle finie donnée par Roisman [37] s'écrit par le biais de la fonction hypergéométrique confluyente  ${}_1F_1$  sous la forme :

$$f = A \frac{{}_1F_1(1 + A; 2; -\xi^2/16)}{{}_1F_1(A; 1; -\xi^2/16)} \quad (1.33)$$

où  $A$  est une constante d'intégration. On rappelle que la fonction  ${}_1F_1$  est définie par :

$${}_1F_1(a_1; b_1; z_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_1^{(n)} z_1^n}{b_1^{(n)} n!}, \quad \forall \{a_1, b_1, z_1\} \in \mathbb{R}$$

avec,  $\forall x \in \mathbb{R} \quad \begin{cases} x^{(0)} = 1, \\ x^{(n)} = x(x+1)(x+2)\dots(x+n-1). \end{cases} \quad (1.34)$

Si  $A = 1$ , alors la solution (1.33) se résume à  $f = 1$ , la vitesse radiale est alors de la forme  $u_r = r/(t + \tau_0)$ . Ce cas particulier correspond à la solution asymptotique non-visqueuse décrite par Yarin [38]. On peut facilement vérifier que le terme  $4\nu \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} \right] = 0$  dans l'équation (1.30).

Pour des valeurs de  $A$  proches de l'unité ( $A = 1 + \varepsilon$ ,  $\varepsilon \gg 1$ ) et pour des valeurs  $\xi$  petites (c'est-à-dire pour des temps suffisamment longs),  $f$  peut se mettre sous la forme asymptotique :

$$f = 1 + \varepsilon + \varepsilon \xi^2/32 + O(\varepsilon \xi^4) + O(\varepsilon^2 \xi^2). \quad (1.35)$$

La solution  $f$  diverge, lorsque  $\xi$  augmente. Roisman [37] conclue donc que les perturbations initiales s'estompent rapidement avec le temps et que pour des nombres de Reynolds élevés la valeur de  $A$  doit être très proche de l'unité. D'une manière générale, la solution asymptotique de la vitesse radiale peut s'écrire en fonction de  $A$  sous la forme :

$$u_r = \frac{Ar}{t + \tau_0}, \quad \text{avec } A \rightarrow 1, \quad \text{quand } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (1.36)$$

Pour déterminer l'épaisseur de la lamelle  $h_l(r, t)$ , il est nécessaire de substituer le champ de vitesse radial (Equation 1.36) dans l'équation (1.24) de conservation de la masse. Cela conduit à une équation aux dérivées partielles dont la solution générale est donnée par :

$$h_l(r, t) = \frac{\tau_0^{2A}}{(t + \tau_0)^{2A}} H_0 \left[ \frac{r \tau_0^A}{(t + \tau_0)^{2A}} \right] \quad (1.37)$$

Dans cette expression,  $H_0$  est une fonction universelle qui ne dépend a priori ni du nombre de Reynolds ni du nombre de Weber. En  $r = 0$ , on remarque que l'épaisseur de la lamelle doit décroître en  $1/t^{2A}$ . Les expériences [16, 39] montrent clairement que l'épaisseur au centre de la goutte décroît en  $1/t^2$ . Ainsi, ces expériences suggèrent qu'il est possible de considérer uniquement la solution non-visqueuse ( $A = 1$ ) pour décrire l'étalement d'une goutte.

En ce qui concerne la forme de la lamelle, Roisman et al. [36] proposent d'approximer la surface libre de la lamelle par une gaussienne en s'appuyant sur des simulations numériques de l'impact sur une paroi parfaitement glissante basées sur la méthode VOF. Sous forme adimensionnelle,  $h_l^*$  peut être approximée par :

$$h_l^* = \frac{h_l}{d_0} = \frac{\eta}{(t^* + \tau_0)^2} \exp\left(-\frac{6\eta r^2}{(t^* + \tau_0)^2}\right), \quad (1.38)$$

où  $\eta = 0.39$  et  $\tau_0 = 0.25$  correspondent à deux paramètres ajustés d'après les simulations numériques. En s'appuyant sur des simulations numériques, Roisman et al. [14] suggèrent que cette approximation reste valable pour  $Re > 25$ , cette approximation ayant été vérifiée par des simulations numériques pour des nombres de Reynolds supérieurs à 10 et des nombres de Weber supérieurs à 100. De plus, les travaux de Castanet et al. [16] semblent indiquer que cette approximation reste valable à proximité du centre de la goutte (en  $r^* = 0$ ) pour des nombre de Weber et des nombres de Reynolds encore plus faibles.

**Dynamique du bourrelet** - Pour décrire l'étalement d'une goutte lors d'un impact, le paramètre  $\beta = d_x/d_0$  représentant le rapport entre le diamètre d'étalement  $d_x$  et le diamètre initial de la goutte  $d_0$ , peut être introduit. Pour calculer l'étalement maximal d'une goutte  $\beta_{max}$ , deux approches peuvent être utilisées : une approche fondée sur l'équilibre des forces s'exerçant sur le bourrelet, et une approche fondée sur la conservation de l'énergie durant l'impact. En l'absence de dissipation visqueuse, l'énergie cinétique de la goutte est complètement convertie en énergie de surface pendant la déformation de la goutte, ainsi on peut écrire :

$$\rho_l d_0 U_0^2 \sim \sigma d_{xmax}^2 \quad (1.39)$$

Ce qui, mis sous forme adimensionnelle, conduit à :

$$\beta_{max} \sim We^{0.5} \quad (1.40)$$

Il est également possible de considérer un cas limite pour lequel la dissipation visqueuse est prépondérante. Avec cette approche, l'énergie cinétique d'impact est dissipée par des effets visqueux qui se comporte en  $\mu(U_0/h_l)d_x^3$ . La conservation du volume permet alors de déduire l'évolution de  $\beta_{max} \sim Re^{1/5}$ . [33, 40]. La difficulté liée aux modèles prenant en compte la dissipation visqueuse réside dans le fait que l'écoulement dans la goutte n'est pas assez bien connu. On a vu que l'essentiel de la dissipation visqueuse devait intervenir dans le bourrelet, car l'écoulement dans la

lamelle est essentiellement celui d'un fluide parfait. Une partie non-négligeable de la dissipation peut également avoir eu lieu pendant la phase cinématique.

Clanet et al. [41], en 2004, ont réalisé des expériences d'impact de gouttes sur une paroi surperhydrophobe. Leurs résultats semblent suivre un comportement du type  $\beta_{max} \sim We^{\frac{1}{4}}$  (et non  $We^{\frac{1}{2}}$ ). Pour expliquer ce comportement, ils proposent de baser leur analyse sur une hauteur capillaire modifiée. Cette hauteur capillaire est calculée en substituant l'accélération de la pesanteur  $g$  par la décélération subie par la goutte  $\gamma \sim U_0^2/d_0$ . La hauteur capillaire modifiée  $a_p$  s'écrit alors :

$$a_p = \sqrt{\sigma/(\rho_l \gamma)} \quad (1.41)$$

En réinjectant cette expression dans la conservation du volume, Clanet et al. [41] obtiennent un étalement maximal  $\beta_{max} \sim We^{\frac{1}{4}}$  en bon accord avec leurs observations.

Cette tendance n'est cependant pas observée expérimentalement par Tran et al. [15], qui ont étudié l'impact de gouttes millimétriques d'eau dans le régime de Leidenfrost. Ils observent une évolution de la forme :  $\beta_{max} \sim We^{0.39}$ . Tran et al. [31] proposent une modélisation différente pour expliquer ce résultat. Ils considèrent la configuration simplifiée présentée en Figure 1.24. Dans cette confi-

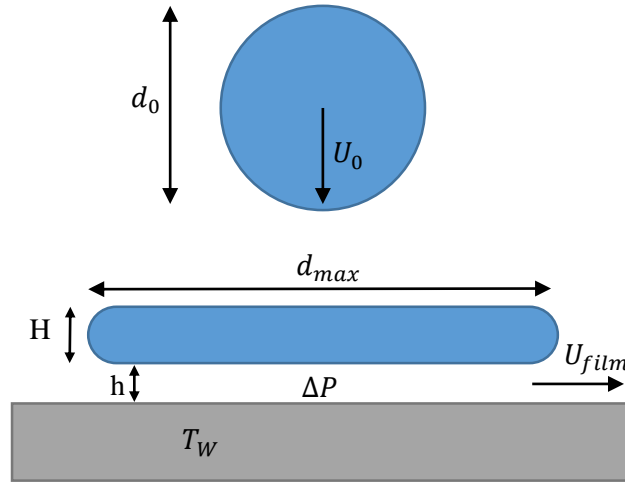


Figure 1.24 – Schéma d'une goutte impactant une paroi chaude en régime d'ébullition en film.

guration, la conservation de l'énergie et de la masse appliquée au film de vapeur permet d'évaluer le débit massique de vapeur dans le film de vapeur de deux façons :

$$\frac{\lambda_v \Delta T}{L_v h} d_{max}^2 \sim \rho_v U_{film} h d_{max}. \quad (1.42)$$

Ce débit de vapeur est induit par un gradient de pression sous la goutte qui est de l'ordre de  $\Delta P \sim \rho_l U_0^2$ . Le film de vapeur étant très mince, le champ de vitesse peut être résolu en utilisant l'hypothèse de lubrification  $\partial_x P \sim \mu_v \partial_z^2 U$ . Ce qui conduit, en prenant pour grandeurs caractéris-

tiques  $d_{max}$  selon  $x$  et  $h$  selon  $z$  à la relation :

$$\frac{\rho_l U_o^2}{d_{max}} \sim \mu_v \frac{U_{film}}{h^2} \quad (1.43)$$

Du fait de la viscosité de la vapeur, l'écoulement dans le film exerce une force de frottement de la forme  $\tau_v d_{max}^2$  où  $\tau_v$  est la contrainte visqueuse de cisaillement. Cette force peut être estimée par  $\tau_v d_{max}^2 \sim \mu_v (U_{film}/h) d_{max}^2$ . Tran et al. [31] font l'hypothèse d'un équilibre entre cette force de frottement et les forces capillaires  $(\sigma/H_{max}) d_{max}^2$ , où  $H_{max}$  représente l'épaisseur moyenne de la goutte au maximum de déformation.  $H_{max}$  est relié au diamètre d'étalement maximal  $d_{max}$  ainsi qu'au diamètre initial  $d_0$  par la conservation du volume, à savoir :  $H_{max} d_{max}^2 \sim d_0^3$ . L'équilibre entre les forces de frottement et capillaire s'écrit donc :

$$\sigma \frac{d_{max}^2}{d_0^3} \sim \mu_v \frac{U_{film}}{h}. \quad (1.44)$$

Tran et al. [31] font finalement apparaître le paramètre  $\beta_{max}$  et le nombre de Weber :

$$\beta_{max} \sim \left( \frac{\mu_v \lambda_v \Delta T}{\rho_v \sigma L_v d_0} \right)^{1/10} We^{3/10}. \quad (1.45)$$

Ce modèle fait ressortir une évolution du type  $\beta_{max} \sim We^{3/10}$  qui se rapproche des observations expérimentales, où une puissance égale à 0.39 avait été identifiée par Tran et al. [31].

Castanet et al [16] présentent des résultats expérimentaux sur les étalements maximum  $\beta_{max}$  obtenus sur des gouttes d'un diamètre d'environ  $100\mu m$  qu'ils comparent aux résultats obtenus par Tran [15] et Chaves [42] sur des gouttes millimétriques. La Figure 1.25 présente ainsi l'évolution du diamètre d'étalement maximal en fonction du nombre de Weber pour des gouttes d'eau et d'éthanol. Ces résultats semblent suivre une évolution de la forme :  $\beta_{max} - 1 = 0.23We^{1/2}$ . Ils montrent également que des liquides plus visqueux (mélanges eau/glycérol) suivent également une loi d'étalement de la forme  $\beta_{max} - 1 = aWe^{1/2}$ , où  $a$  est un paramètre qui décroît avec la viscosité cinématique du liquide, mais qui ne semble pas pouvoir être lié au nombre de Reynolds, puisque des gouttes d'eau et d'éthanol de taille millimétrique et micrométrique ont des étalements comparables pour une même valeur du nombre de Weber.

La détermination du diamètre maximal d'étalement peut également se faire à l'aide la résolution de l'équation de la dynamique appliquée au bourrelet. Castanet et al. [16] proposent pour cela d'appliquer la conservation de la quantité de mouvement au bourrelet situé à un rayon  $R_R$  et de volume  $W_R$  (Figure 1.26) :

$$\rho W_R \ddot{R}_R = F_{ilr} - F_v - F_\sigma \text{ en } r = R_R, \quad (1.46)$$

où  $F_{ilr}$  représental'impulsion dynamique du liquide qui entre dans le bourrelet,  $F_v$  la force engendrée par la contrainte visqueuse et  $F_\sigma$  la force capillaire engendrée par les surfaces libres. La force

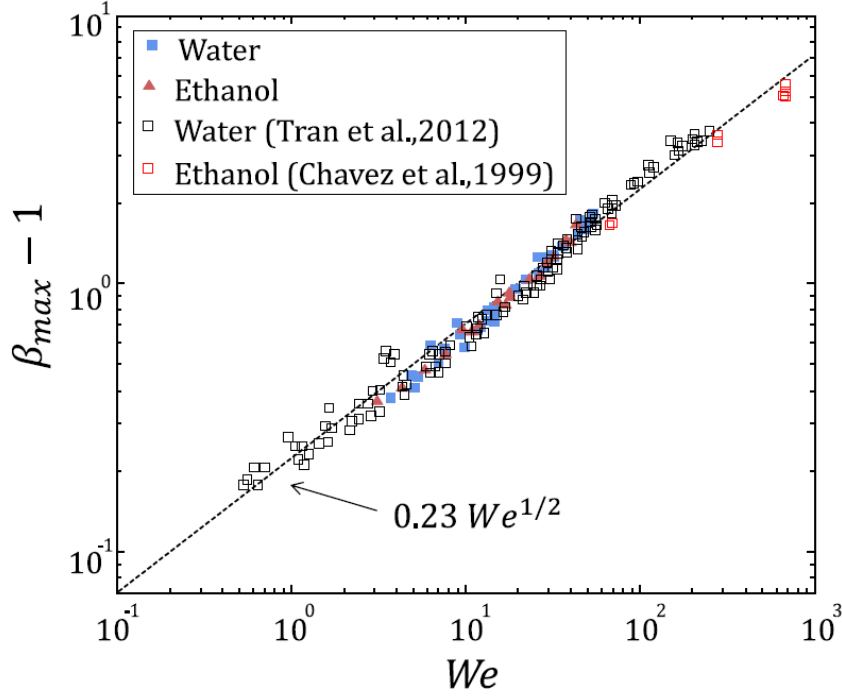


Figure 1.25 – Evolution du  $\beta_{max}$  en fonction du  $We$  d'impact. D'après Castanet et al. [16]

$F_{ilr}$  correspond au débit de quantité de mouvement du liquide provenant de la lamelle. Cette force peut être déterminée à partir de la différence entre la vitesse de déplacement du bourrelet  $\dot{R}_R$  et la vitesse  $u_r$  du liquide sortant de la lamelle au rayon  $r = R_R$  (Equation 1.36) :

$$F_{ilr} = \rho (\dot{R}_R - u_r(R_R))^2 S_{IR}; \quad (1.47)$$

où  $S_{IR}$  est la surface latérale de séparation entre le bourrelet et la lamelle définie par :

$$S_{IR} = 2\pi R_r h_l(R_R) \quad (1.48)$$

La force capillaire  $F_\sigma$  s'exerçant sur le bourrelet dans la direction radiale peut être écrite sous la forme :

$$F_\sigma = S_{IR} \sigma \frac{2}{h_l} = 4\pi R_R \sigma. \quad (1.49)$$

Si l'on néglige la force visqueuse  $F_v$  et l'inertie  $\rho W_R \ddot{R}_R$  dans l'équation (1.46), on trouve que :  $\rho h (\dot{R}_R - u_r(R_R))^2 = 2\sigma$  qui conduit à la loi de Culick [43] décrivant la propagation d'un trou dans un film liquide mince.

Les frottements visqueux à l'intérieur du bourrelet étant des forces internes n'ont pas à être considérées dans l'application du théorème de la conservation de la quantité de mouvement. En revanche, il est possible d'évaluer la contrainte de frottement au niveau de la surface d'entrée du bourrelet.

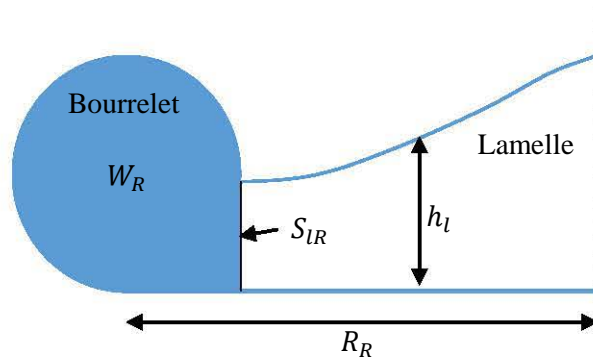


Figure 1.26 – Schéma du bourrelet et de la lamelle fluide

En considérant l'équation (1.28), la contrainte visqueuse  $\sigma_{rr}$  peut être réécrite comme suit :

$$\sigma_{rr} = \frac{6\mu}{(t + \tau_0)} \quad (1.50)$$

Dans cette expression, la pression capillaire  $p_\sigma$  a été négligée conformément à l'hypothèse d'une lamelle mince. Finalement,  $F_v$  peut être déterminée selon l'expression :

$$F_v = S_{lR}\sigma_{rr} \quad (1.51)$$

Ainsi, malgré un écoulement potentiel dans la lamelle et l'hypothèse d'un glissement parfait sous la lamelle, les contraintes visqueuses ne sont pas totalement éliminées du bilan de quantité de mouvement appliqué au bourrelet. Ce dernier peut être mis sous forme adimensionnelle de la manière suivante :

$$\frac{W_R^*}{2\pi h_l^* R_R^*} \ddot{R}_R^* = [u_r^* - \dot{R}_R^*]^2 - \frac{6}{Re(t^* + \tau_0)} - \frac{2}{We h_L^*} \quad (1.52)$$

avec  $h_L^* = h_l^*(R_R^*)$  et  $u_r = R_R^*/(t^* + \tau_0)$ . Cette équation doit être complétée par la conservation du volume, qui permet de déterminer  $W_R^*$  à partir du volume de la lamelle :

$$W_R^* = \frac{\pi}{6} - \int_0^{R_R^*} 2\pi h_l^* dr = \frac{\rho}{6} \exp \left[ -\frac{6\eta R_R^{*2}}{(t^* + \tau_0)^2} \right] \quad (1.53)$$

Les deux équations (1.52 et 1.53) constituent un système, qui peut être résolu numériquement afin de décrire l'étalement de la goutte lors de l'impact. Un écart important avec l'expérience est cependant observé entre les résultats des simulations numériques et l'expérience (figure 1.27). Le modèle sous-estime systématiquement l'étalement de la goutte et ceci d'autant plus que le liquide est peu visqueux. Castanet et al. [16] proposent une correction permettant d'obtenir un meilleur accord entre le modèle et l'expérience. Pour cela, une modification de la vitesse du liquide à l'entrée du bourrelet est introduite :

$$u_r^* = \frac{(1 + \alpha)r^*}{t^* + \tau_0}, \text{ en } r^* = R_R^*, \quad (1.54)$$

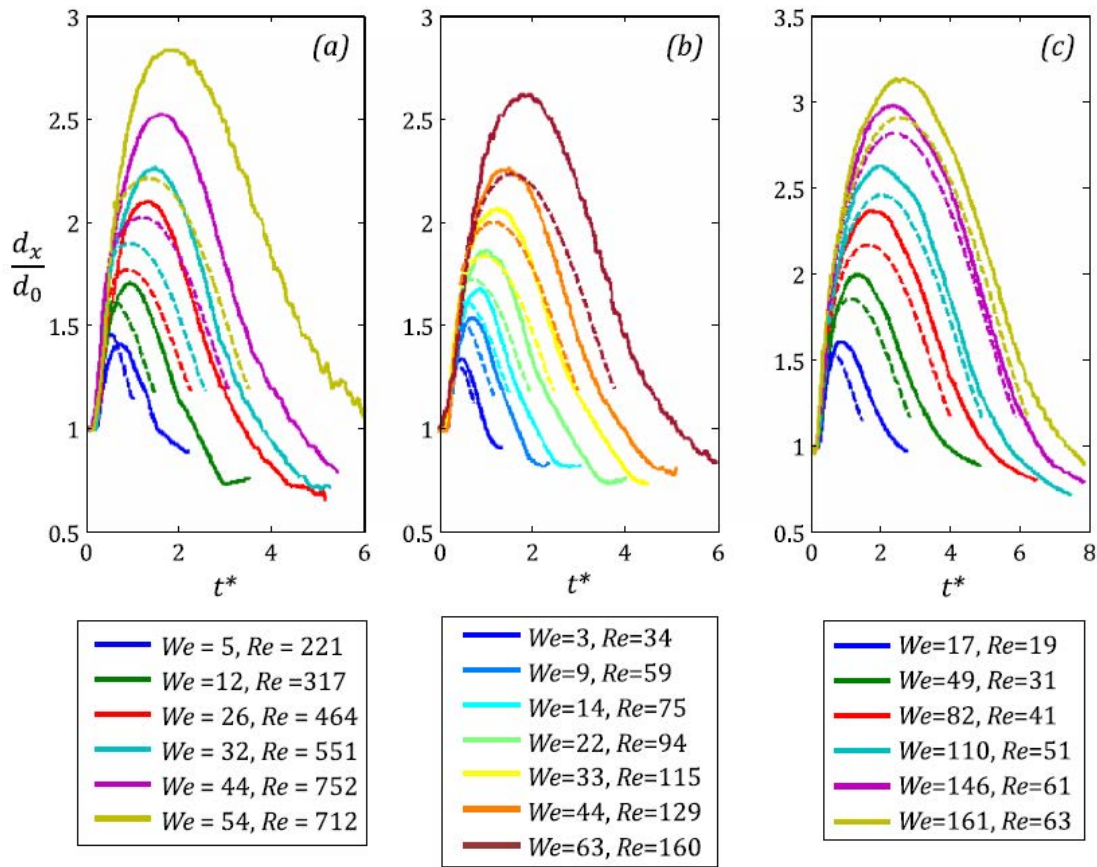


Figure 1.27 – Évolution du diamètre d'étalement normalisé  $d_x/d_0$  au cours du temps pour trois mélanges : (a) : eau, (b) : mélange 44% glycéril / 56% eau, (c) : mélange 70 % glycéril / 30% eau. Les points expérimentaux sont représentés en trait plein. Les pointillés représentent les résultats donnés par le modèle d'étalement sans correction. D'après Castanet et al. [16]

Le coefficient  $\alpha$  est déterminé pour chaque nombre de Weber afin de faire coïncider au mieux les données expérimentales avec le modèle. Les valeurs du paramètre  $\alpha$  sont données pour plusieurs mélanges d'eau et de glycol et pour de l'éthanol pur sur la Figure 1.28. Les valeurs de  $\alpha$  dépendent de la viscosité du liquide ainsi que du nombre Weber. On note cependant qu'à partir d'un nombre de Weber suffisamment élevé, la valeur de  $\alpha$  devient indépendante du nombre de Weber. Cette modification de la vitesse au travers du paramètre  $\alpha$  permet au modèle de décrire de façon remarquable les résultats expérimentaux (Figure 1.29). Plusieurs pistes peuvent être avancées pour justifier la correction apportée par le paramètre  $\alpha$  :

- Castanet et al. [16] ont montré qu'il était possible que la vapeur dans le film entraîne le liquide en provoquant un fort cisaillement de l'interface liquide/vapeur sous la goutte. L'épaisseur du film de vapeur étant de quelques microns, des vitesses considérables de plusieurs dizaines de m/s peuvent être atteintes dans le film de vapeur.
- Il est possible que la vitesse dans la goutte ne relaxe pas rapidement pour atteindre la solution asymptotique ( $A = 1$ ) avant le début de la phase d'étalement décrite par le modèle. Ainsi,  $A$

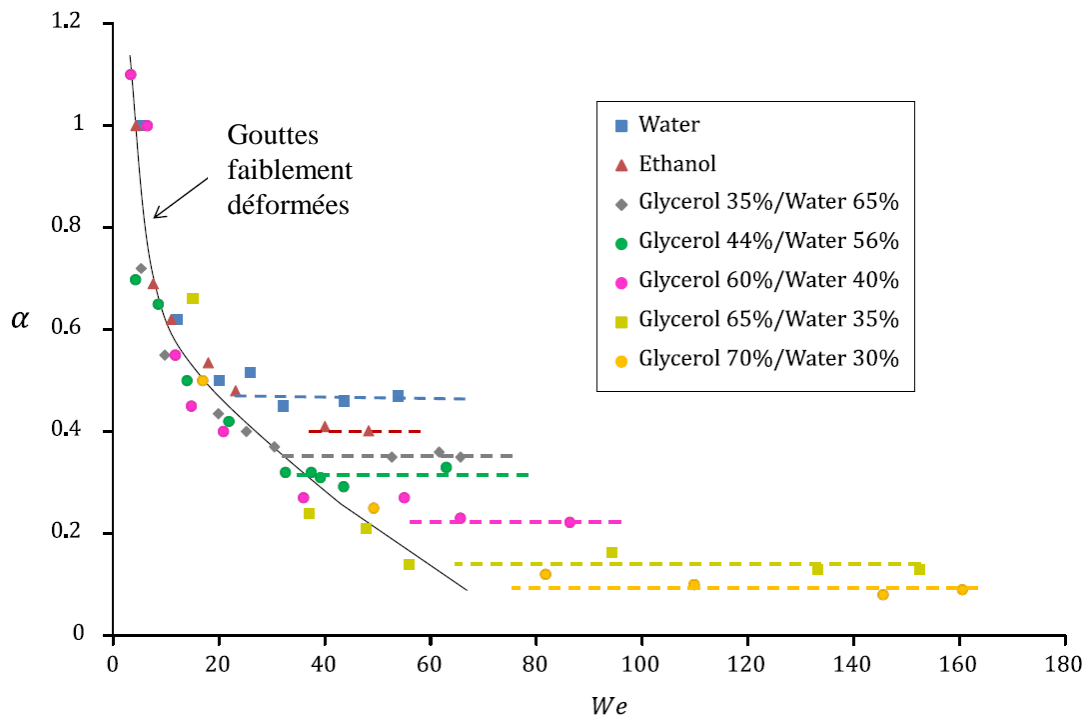


Figure 1.28 – Influence du  $We$  sur les valeurs ajustées de  $\alpha$ . Points : ajustement de  $\alpha$  basés sur l'expérience ; Trait plein : courbe ajustée correspondant aux gouttes faiblement déformées ; Lignes pointillées : Valeurs estimées de  $\alpha$  pour des Reynolds et des Weber élevés. D'après Castanet et al. [16]

conserverait une valeur supérieure à 1 pour les liquides les moins visqueux.

- Les instabilités auxquelles est sujet le bourrelet et qui mènent à sa fragmentation pour des valeurs de  $We$  élevées, n'ont pas été considérées dans cette analyse. Ces instabilités suppriment l'axisymétrie du problème et accélèrent par endroit l'étalement de la goutte. Il est prévisible que le taux de croissance des instabilités dépende de la viscosité du liquide.



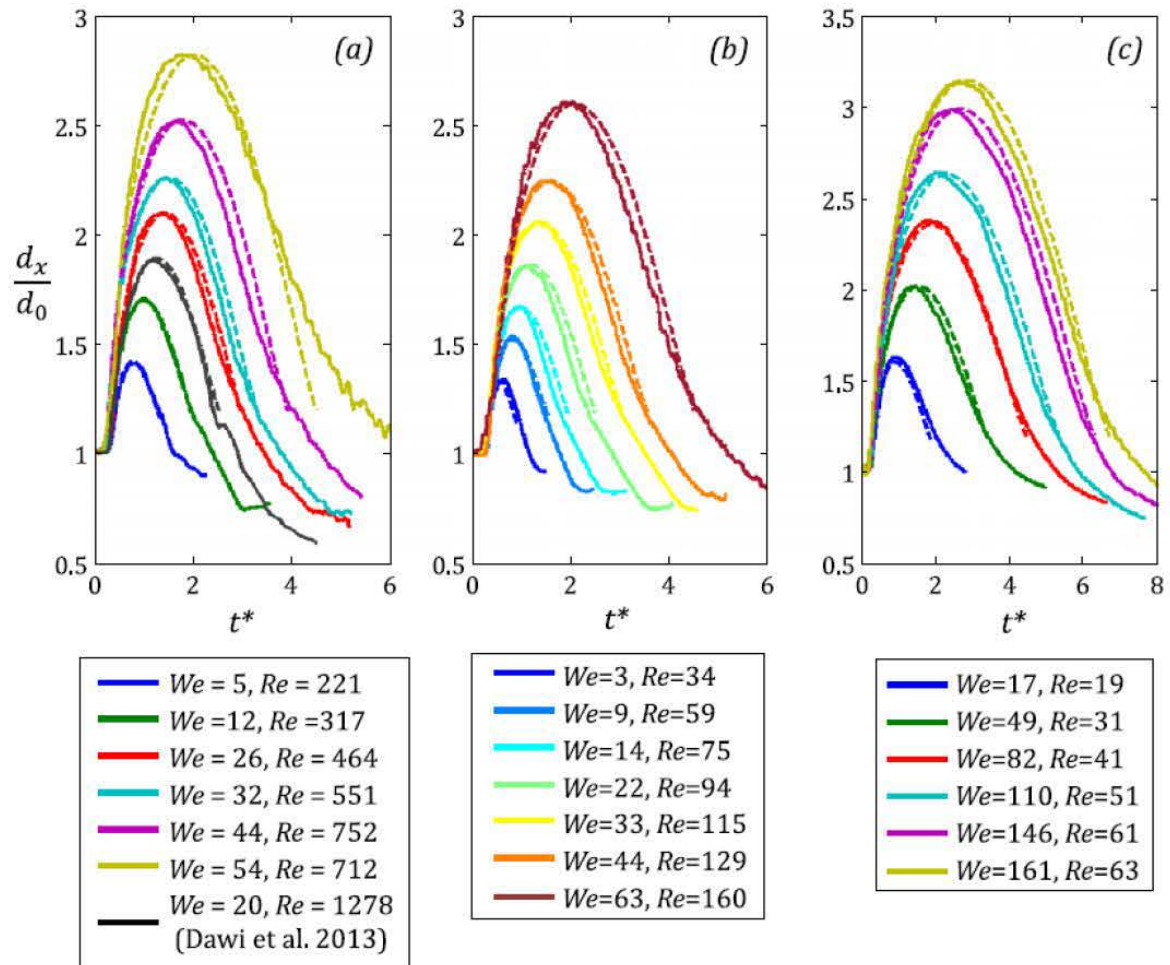


Figure 1.29 – Évolution du diamètre d'étalement normalisé  $d_x/d_0$  au cours du temps pour trois mélanges : (a) : eau, (b) : mélange 44% glycérol / 56% eau, (c) : mélange 70 % glycérol / 30% eau. Les points expérimentaux sont représentés en traits pleins. Les pointillés représentent les résultats donnés par le modèle d'étalement avec correction. D'après Castanet et al. [16]

### 1.3.3 Déstabilisation du bourrelet et fragmentation

Dans le cas de l'impact en régime d'ébullition en film, nous avons vu qu'il était possible que la goutte rebondisse [44] lorsque l'énergie cinétique de la goutte est limitée. Cependant, lorsque l'énergie cinétique d'impact est suffisamment grande devant l'énergie de surface, la goutte peut se fragmenter. Cette fragmentation passe par une déstabilisation du bourrelet liquide formé sur le bord de la goutte (Figure 1.30).

**Instabilité de Rayleigh-Taylor** Le mécanisme à l'origine de la déstabilisation du bourrelet et de sa fragmentation semble assez bien décrit par la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor. Ce mécanisme de fragmentation a été étudié par Villiermaux et Bossa [45] qui proposent un modèle permettant de prédire le nombre de digitations expulsées au niveau du bourrelet. Pour cela, l'équation de dispersion de la coordonnée radiale de la surface du bourrelet peut être mise sous la forme :

$$\omega^2 = -\frac{\ddot{R}_R}{a_\omega}(-k_\omega + (k_\omega a_\omega)^3) \quad (1.55)$$

avec  $\omega$  la pulsation de l'instabilité,  $\ddot{R}_R$  l'accélération du bourrelet,  $k_\omega$  le nombre d'onde de l'instabilité et le paramètre  $a_\omega = \sqrt{\sigma/\rho(-\ddot{R}_R)}$ . Villiermaux et Bossa [45] montrent que le nombre d'onde critique  $k_{\omega c}$  conduisant à l'amplification la plus rapide de l'instabilité peut être évalué de la façon suivante :

$$k_{\omega c} \sim \frac{1}{a_\omega} = \sqrt{\frac{R_R}{\Omega}} \quad (1.56)$$

où  $R_R$  est le rayon du bourrelet et  $\Omega = \pi d_0^3/6$  le volume de la goutte avant impact. Ceci conduit à une évolution de  $k_{\omega c}$  en fonction du  $We$  de la forme  $k_{\omega c} d_0 \sim We^{1/4}$ .

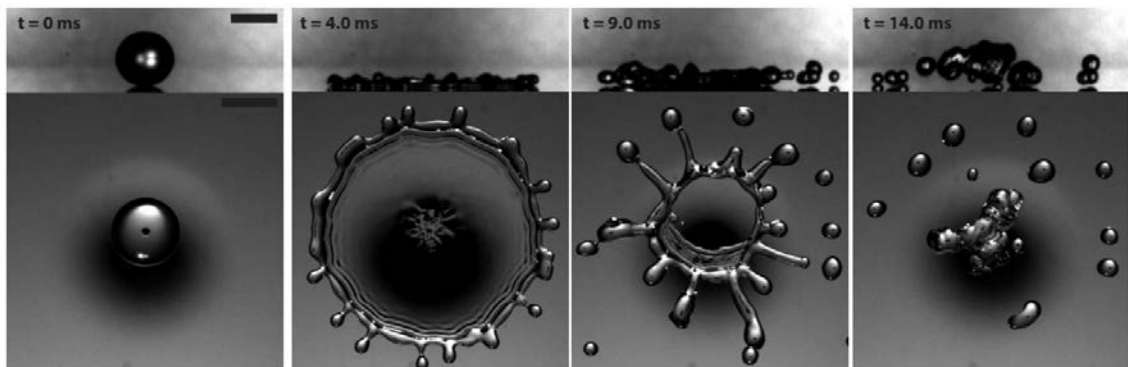


Figure 1.30 – Eclatement d'une goutte d'éthanol à  $We = 128$  et  $T_w = 265^\circ\text{C}$ . Extrait de Geerdink [46]

Afin d'obtenir le nombre de digitations générées par la croissance de l'instabilité, il suffit de multiplier le nombre d'onde critique par le rayon du bourrelet. A l'étalement maximal, peu de temps avant la fragmentation,  $R_R = R_{max} \sim d_0 We^{(1/2)}$ . Ainsi, le nombre de gouttes secondaires  $N$  suit

une évolution de la forme :

$$N \sim k_{\omega c} R_{max} \sim We^{3/4} \quad (1.57)$$

Des études expérimentales ont également été menées sur la déstabilisation du bourrelet lors de l'impact de gouttes sur des parois sèches. On peut notamment citer les travaux de H. Marmanis et S. T. Thoroddsen [47] qui ont étudié les digitations qui apparaissent lors de l'impact de gouttes dans le cas de différents liquides. Pour établir un lien entre le nombre de doigts observés et les paramètres d'impact, ils proposent d'introduire un nombre de Reynolds d'impact basé sur l'épaisseur de la couche visqueuse  $\delta \approx \sqrt{\nu T_N}$  avec  $T_n$  la période naturelle d'oscillation de la goutte<sup>3</sup>.

$$T_N = \left( \frac{\pi^2 \rho D^3}{16\sigma} \right)^{1/2} \quad (1.58)$$

Le nombre de Reynolds d'impact  $Re_I$  est défini par :

$$Re_I = \frac{U}{\sqrt{\nu}} \left( \frac{\pi^2 \rho D^3}{16\sigma} \right)^{1/4} \quad (1.59)$$

On remarque que  $Re_I$  est proportionnel à une combinaison des nombres de Reynolds et de Weber basés sur la vitesse et la diamètre de la goutte :

$$Re_I \propto Re^{1/2} We^{1/4} \quad (1.60)$$

Des résultats expérimentaux obtenus par Marmanis et Thoroddsen [47] sont représentés en fonction de  $Re_I$  sur la figure 1.31. Sur cette figure, une tendance se dégage des résultats. Marmanis et Thoroddsen [47] proposent à partir de leurs expériences, une corrélation sur le nombre de digitations telle que :

$$N \sim (Re^{1/2} We^{1/4})^{3/4} \quad (1.61)$$

D'autres corrélations empiriques sont également disponibles dans la littérature. Bussman et Chandra [49] proposent :

$$N = \frac{Re^{1/4} We^{1/2}}{\sqrt{48}}. \quad (1.62)$$

Medizadeh et al. [50] ont trouvé un bon accord entre l'expérience et la corrélation :

$$N = 1.14 We^{1/2}. \quad (1.63)$$

---

3. On montre expérimentalement que  $T_n$  est comparable à la durée de l'interaction goutte/paroi [48]

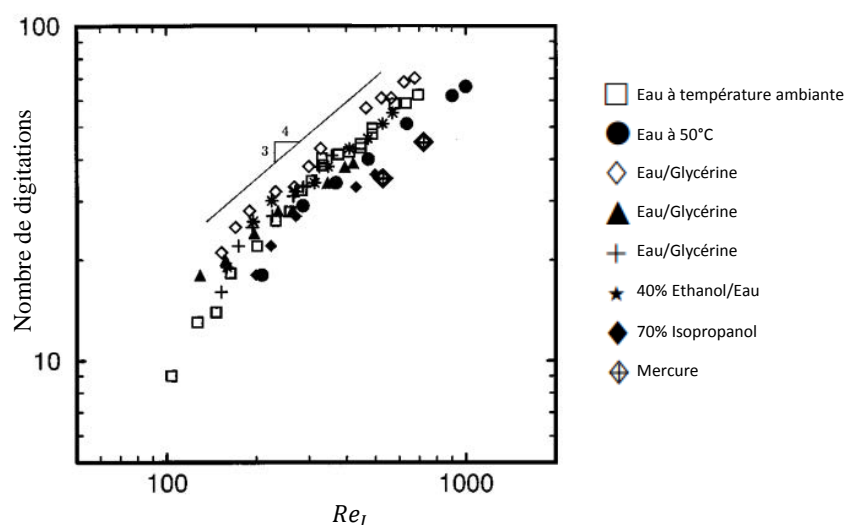


Figure 1.31 – Nombre de digitations formées lors de l'impact de gouttes millimétriques. Résultats expérimentaux d'après Marmanis et Thoroddsen [47]

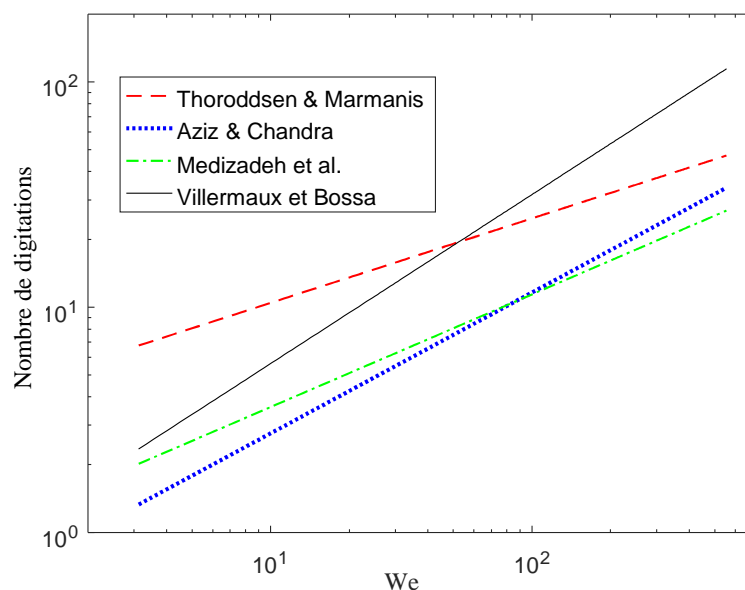


Figure 1.32 – Comparaison des différentes corrélations sur le nombre de digitations liquides pour des gouttes millimétriques en fonction du nombre de Weber.

Les trois corrélations précédentes ainsi que la loi théorique issue de l'approche de Villermaux et Bossa [45], sont représentées Figure 1.32. La corrélation proposée par Thoroddsen et Marmanis [47] possède la pente la plus faible et s'écarte le plus de la tendance générale aux faibles nombres de Weber. En revanche pour des nombres de Weber plus élevés, la tendance qui se dégage du modèle de Villermaux et Bossa [45] s'écarte le plus de celles des autres courbes.

**Conditions d'apparition du splashing** L'instabilité de Rayleigh-Taylor se développe quel que soit le nombre de Weber. En revanche, le taux de croissance de cette instabilité n'est pas le même et l'instabilité n'aboutit à la fragmentation de la goutte que pour une valeur du nombre de Weber suffisamment élevée. En fait, la transition entre les régimes de rebond et d'éclatement dépend non seulement du nombre de Weber mais aussi du nombre d'Ohnesorge. Mundo et al. [51] proposent de se servir du paramètre  $K$  pour définir la transition entre les régimes de rebond et d'éclatement :

$$K = WeOh^{-0.4}. \quad (1.64)$$

Mundo et al. [51] montrent ainsi, dans le cas d'une paroi isotherme, qu'il existe un nombre critique  $K_c$ , au-delà duquel l'éclatement de la goutte est systématiquement observé. Plusieurs valeurs de  $K_c$  proposées dans la littérature sont reprises dans le Tableau 1.3.3.

Auteurs	Conditions	Valeur de $K_c$
Mundo [51, 52]	Impact sur film liquide	663
Marengo et Tropea [53]	Paroi sèche	2074
Samenfink [54]	Paroi sèche	1444
Stow et Hadfield [55]	Paroi sèche	1320
Castanet et al. [56]	Ébullition en film (eau)	400
García Rosa et al. [57]	Ébullition en film (isooctane)	450

**Table 1.1** – Valeurs du nombre de Mundo critique  $K_c$  pour un impact de goutte sur une paroi isotherme.

Dans le régime d'ébullition en film, Castanet et al. [56] ont trouvé une valeur de  $K_c$  d'environ 400 pour des gouttes d'eau, tandis que García Rosa et al. [57] ont obtenu une valeur proche de 450 dans le cas de gouttes d'éthanol et d'isooctane. Ces valeurs de  $K_c$  sont ainsi sensiblement inférieures à celles observées pour une paroi sèche et isotherme. Il a été vu que le bourrelet est projeté avec une vitesse radiale plus élevée (et potentiellement accélérée) dans le régime d'ébullition en film (cf. paragraphe 1.3.2).

En s'appuyant sur les travaux de Cossali et al. [58] et de Dewite [59], Dunand [2] a proposé une cartographie des différents régimes d'impact en fonction de la température de paroi adimensionnée  $T^* = (T_W - T_{sat}) / (T_L - T_{sat})$ ,  $T_L$  étant la température de Leidenfrost statique, et du nombre de Mundo  $K$  (Figure 1.33). On y distingue les régimes d'impact mouillant, le rebond et l'éclatement dans les conditions non-mouillantes de l'ébullition en film.

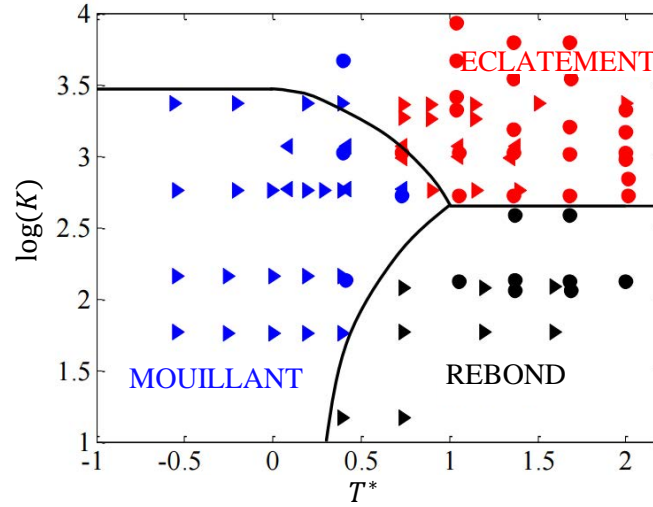


Figure 1.33 – Cartographie des différents régimes en fonction du nombre de Mundo  $K$  et de la température de paroi adimensionnée  $T^*$ . Adapté de Dunand [2].

## 1.4 Les transferts de chaleur et de masse

Comme nous venons de le voir, le comportement hydrodynamique d'une goutte qui impacte une paroi chaude a fait l'objet de nombreuses recherches. Les transferts de chaleur et de masse ont également été assez largement étudiés. Néanmoins, la plupart des modèles actuels se basent sur des corrélations empiriques dont le cadre d'application est assez restreint.

### 1.4.1 L'efficacité de refroidissement

L'un des paramètres sans dimension utilisé pour décrire l'échange de chaleur entre la goutte et la paroi, est l'efficacité du refroidissement  $\varepsilon$ . Il correspond au rapport entre l'énergie prélevée par la goutte à la paroi au cours de l'impact et l'énergie que peut potentiellement absorber la goutte si elle s'échauffait jusqu'à la température d'ébullition et s'évaporerait en totalité :

$$\varepsilon = \frac{Q_W}{m \{L_v + C_{p_l}(T_{Sat} - T_0) + C_{p_v}(T_{film} - T_{Sat})\}} \quad (1.65)$$

où  $Q_W$  est l'énergie prélevée en paroi,  $m$  la masse de la goutte,  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation du liquide,  $C_{p_l}$  la capacité calorifique massique du liquide et  $C_{p_v}$  celle de la vapeur. Les températures  $T_0$  et  $T_{Sat}$  représentent respectivement les températures d'injection et de saturation du liquide.  $T_{film}$  est la température de surchauffe de la vapeur dans le film de vapeur sous la goutte. Le profil de température étant linéaire dans le film de vapeur,  $T_{film} \approx (T_W + T_{Sat})/2$ .

Dans l'équation (1.65), le terme  $L_v m$  représente la quantité d'énergie nécessaire à l'évaporation complète de la goutte portée à la température d'ébullition. Le terme  $m C_{p_l}(T_{Sat} - T_0)$  représente la quantité d'énergie nécessaire pour faire passer la goutte de sa température d'injection  $T_0$  à

la température de saturation du liquide  $T_{Sat}$ , aussi appelée “chaleur sensible”. Enfin, le terme  $mCp_v(T_{film} - T_{Sat})$  représente l’énergie nécessaire à la surchauffe de la vapeur de  $T_{Sat}$  à  $T_{film}$ . L’analyse des ordres de grandeur des différents termes de l’expression de l’efficacité de refroidissement indique que celle-ci peut parfois être simplifiée. En effet, dans le cas de l’eau, la chaleur latente de vaporisation  $L_v$  ( $\approx 2250$  kJ/kg) est prépondérante par rapport aux termes d’échauffement du liquide  $Cp_l(T_{Sat} - T_0)$  ( $\approx 330$  kJ/kg) et de la vapeur  $Cp_v(T_{film} - T_{eb})$  ( $\approx 360$  kJ/kg pour une paroi à  $500^\circ\text{C}$ ). Ainsi, Bernardin et Mudawar [60] proposent de définir l’efficacité de refroidissement  $\varepsilon$  par :

$$\varepsilon \approx \frac{Q_w}{L_v m} \quad (1.66)$$

Pedersen [29] a déterminé expérimentalement l’efficacité de refroidissement en fonction de la vitesse d’impact de la goutte dans le régime d’ébullition en film. Il constate ainsi que cette efficacité a tendance à augmenter avec la vitesse d’impact, ainsi qu’avec la température de paroi et le diamètre de la goutte mais de manière beaucoup moins importante pour ces deux derniers paramètres. Deb et Yao [61] proposent une corrélation basée sur les résultats expérimentaux de Pedersen [29] et de Kendall et al. [62]. Cette corrélation fait apparaître l’effet de la surchauffe de la paroi (écart entre la température de la paroi et la température de saturation du liquide) et introduit également une dépendance à l’effusivité thermique de la paroi à savoir une diminution de l’efficacité avec l’effusivité. Bolle et Moureau [63] proposent une corrélation qui prend en compte l’effet de la température de paroi ainsi que celui du diamètre et de la vitesse de la goutte. Pour eux, une augmentation de la température de paroi induit une augmentation de l’efficacité de refroidissement alors qu’une augmentation de la taille ou de la vitesse induit une diminution de celle-ci. Dunand et al. [3], à partir de mesures de la température de la goutte par fluorescence induite par laser et du flux extrait à la paroi par thermographie IR couplée à un modèle de conduction inverse, ont quantifié l’effet du nombre de Weber d’impact sur l’efficacité de refroidissement. Dans ces expériences, les gouttes d’une centaine de microns de diamètre sont injectées sous la forme d’un jet monodisperse. Les mesures de Dunand et al. [3] ont montré que l’efficacité de refroidissement augmente avec le nombre de Weber mais diminue avec la taille des gouttes. Concernant la température de paroi, les résultats semblent indiquer qu’elle a un effet très limité sur l’efficacité de refroidissement dans le régime d’ébullition en film.

Plus récemment, J.Jung et al. [64] présentent des mesures de la température de paroi par thermographie infrarouge résolue à la fois spatialement et temporellement. Une eau de taille millimétrique impacte une paroi en saphir qui est recouverte au niveau de la face avant (face de l’échantillon exposée à l’impact de la goutte) par une couche nanométrique de platine. La transparence du saphir permet de visualiser la surface de platine par le dessous. Le rayonnement du dépôt de platine est ainsi observé à travers le saphir par une caméra IR rapide. La technique de mesure permet de caractériser le champ de température de la surface solide et d’estimer le flux de chaleur  $q_w$  en paroi comme illustré à la Figure 1.34. L’estimation du flux de chaleur est réalisée par la simulation numérique. La conduction de la chaleur dans le saphir est simulée par la méthode des éléments finis,



en imposant pour température à la surface de la paroi le champ de température  $T_W(x, y, t)$  mesuré par la caméra IR. Dans le cas d'un nombre de Weber de 6.5, les mesures mettent en évidence une diminution du flux extrait à la paroi, lorsque la température de paroi augmente de 311°C à 370°C.

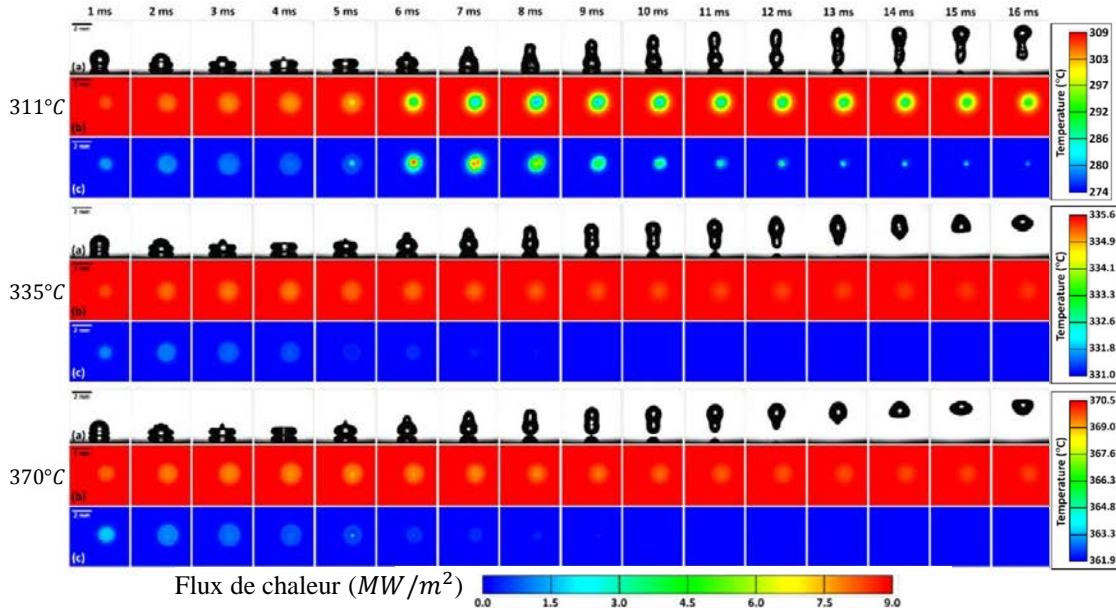


Figure 1.34 – Évolution temporelle du flux de chaleur  $q_W$  et de la température de paroi  $T_W$  lors de l'impact d'une goutte d'eau millimétrique sur une paroi à différentes températures. Le nombre de Weber basé sur la vitesse d'impact est fixé à  $We = 6.5$ . Adapté de J.Jung et al. [64]

La caractérisation conjointe de la température et du flux de chaleur permet d'estimer une épaisseur de film de vapeur en supposant un profil de température linéaire sous la goutte, ce qui est acceptable compte tenu de la faible épaisseur du film de vapeur (cf. démonstration de l'équation 1.2). L'épaisseur du film de vapeur  $h$  est déterminé par :

$$h = \frac{\lambda_v(T_W - T_{Sat})}{q_W}, \quad (1.67)$$

La Figure 1.35 montre l'évolution de l'épaisseur du film en fonction du temps et du rayon. Celle-ci est comprise entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ , ce qui est très faible en comparaison de la goutte sessile (cf. paragraphe 1.1.2, Figure 1.4). En moyenne, l'épaisseur du film de vapeur augmente au cours du temps pendant la phase d'étalement et le rebond. Pour ces mesures à faible nombre de Weber, il ne semble pas y avoir de col sur le bord de la goutte. La Figure 1.36 compare les résultats obtenus par J.Jung et al. [64] aux corrélations proposées de Deb et Yao [61], Bolle et Moureau [63] et Bernardin et Mudawar [60]. Ces corrélations, reliant l'efficacité de refroidissement au nombre de Weber d'impact, sont calculées pour des gouttes d'un diamètre de  $d_0 = 2.5\text{mm}$ . Une bonne correspondance apparaît entre les résultats expérimentaux de J.Jung et al. [64] et la corrélation de Deb et Yao [61]. Cependant des écarts importants entre les corrélations sont observables particulièrement pour



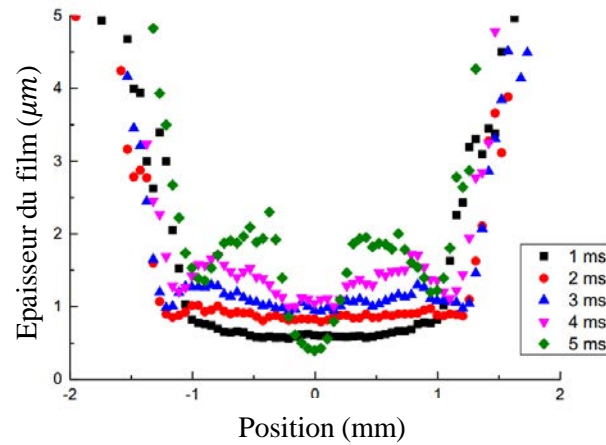


Figure 1.35 – Évolution temporelle et spatiale de l'épaisseur du film de vapeur sous une goutte impactant une paroi à 370°C à un nombre de Weber de  $We = 6.5$ . Adapté de J.Jung et al. [64]

les nombre de Weber inférieurs à 20. Ces résultats sont primordiaux pour caractériser les transferts de chaleur et de masse mais ne suffisent pas à fermer un bilan. En effet, le calcul de l'efficacité de refroidissement ne donne pas accès à tous les flux de chaleur et de masse échangés lors de l'impact.

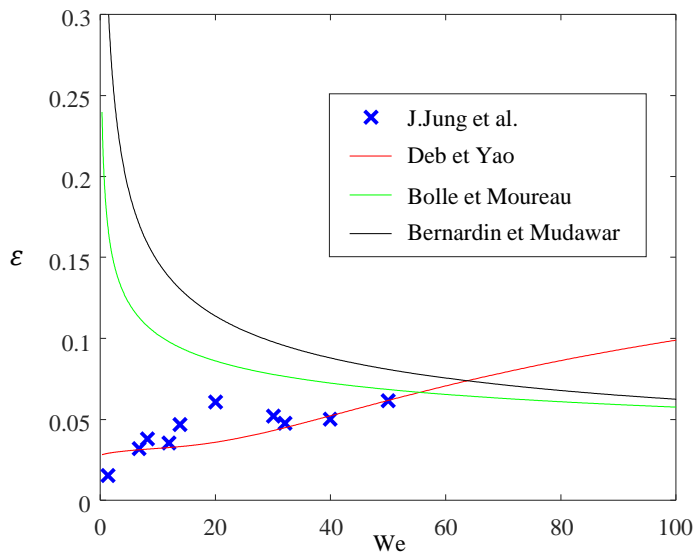


Figure 1.36 – Evolution de l'efficacité de refroidissement  $\varepsilon$  avec le nombre de Weber d'impact  $We$  calculé pour des gouttes de diamètre  $d_0 = 2.5mm$ . Comparaison entre les corrélations de Deb et Yao [61], Bolle et Moureau [63], Bernardin et Mudawar [60] et les résultats expérimentaux de J.Jung et al. [64]

### 1.4.2 La simulation numérique directe (DNS)

Pour prendre en compte la totalité des transferts ayant lieux lors d'une interaction entre une paroi chaude et une goutte, il apparaît intéressant de réaliser des simulations numériques directes.

Ainsi, L.R. Villegas et al. [65] ont développé une méthode Ghost Fluid/Level Set permettant de prendre en compte le phénomène d'évaporation lors de l'impact d'une goutte sur une paroi surchauffée. Les résultats, présentés Figure 1.37 montrent un échauffement moyen de la goutte d'une dizaine de degrés dans le cas d'une goutte impactant sur une paroi à un nombre de Weber de 7 dans un environnement à 800K. Il apparaît sur ces résultats que la dynamique de rebond observée expérimentalement dans de telles conditions est correctement retranscrite par la simulation. Il est à noter que dans ces simulations, l'environnement de la goutte possède une température uniforme et égale à la température de la paroi ce qui diffère des conditions expérimentales généralement rencontrées. D.J.E Harvie et al. [66] proposent un code de calcul visant à estimer les transferts de chaleur et

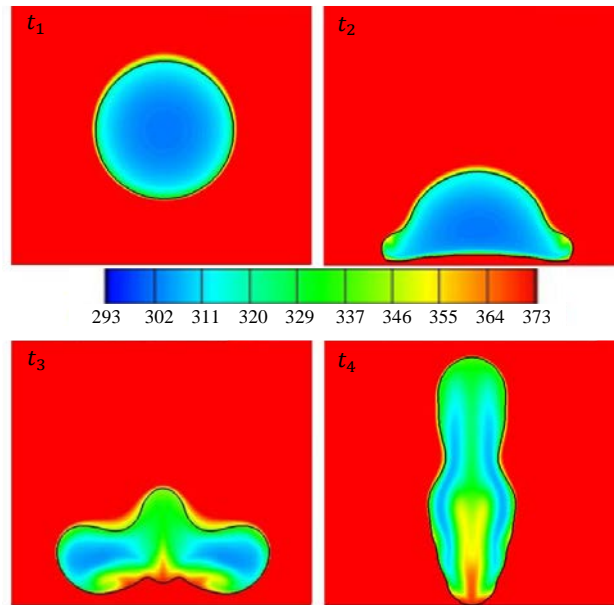


Figure 1.37 – Évolution de la température à l'intérieur d'une goutte impactant à un nombre de Weber de  $We = 7$  sur une paroi à  $T_w = 800K$ . Les instants  $t$  correspondent aux temps de la simulation numérique avec  $t_1 = 9.83 \cdot 10^{-5}s$ ,  $t_2 = 1.36 \cdot 10^{-4}s$ ,  $t_3 = 1.57 \cdot 10^{-4}s$ ,  $t_4 = 2.69 \cdot 10^{-4}s$ . Adapté de L.R. Villegas [65]

de masse de gouttes d'eau et de n-heptane impactant sur des paroi chaudes. Ils proposent, comme validation, des comparaisons avec les travaux expérimentaux de Groendes et Mesler [67] dans le cas de l'eau et Qiao et Chandra [68] dans le cas du n-heptane. La Figure 1.38 propose une comparaison de la dynamique de rebond entre les expériences menées par Qiao et Chandra [68] sur une goutte de diamètre  $d_0 = 1.5mm$  de n-heptane à différentes températures de paroi et le résultat de la simulation numérique réalisée pour les mêmes paramètres par D.J.E Harvie et al. [66]. Les résultats obtenus par le code de calcul semblent en très bon accord avec l'expérience du point de vue de la dynamique de rebond de la goutte. Toutes les phases sont retranscrites de façon quantitatives. Le

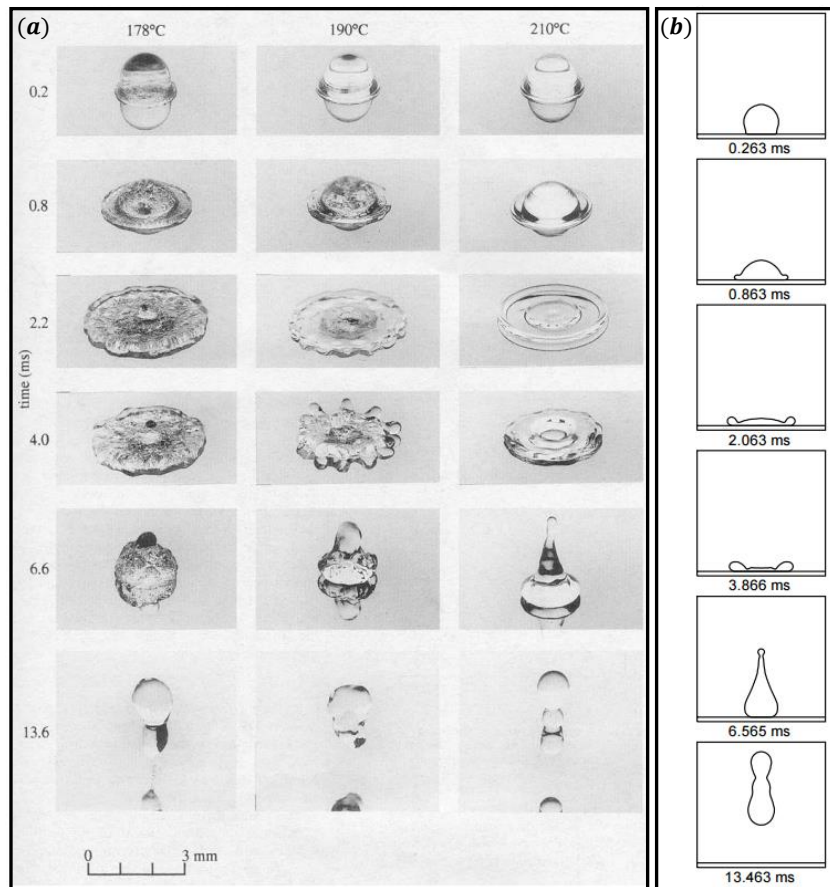


Figure 1.38 – Impact d’une goutte de diamètre  $d_0 = 1.5$  mm de n-heptane à un nombre de Weber de  $We = 32.8$ . (a) Résultats expérimentaux de Qiao et Chandra [68] pour différentes températures de paroi  $T_W = 178, 190$  et  $210^\circ\text{C}$ . (b) Résultats de la simulation numérique de D.J.E Harvie [66] pour  $T_W = 210^\circ\text{C}$

code de calcul permet également d’extraire l’énergie prélevée à la paroi, l’énergie emmagasinée par la goutte ainsi que l’énergie d’évaporation. D.J.E Harvie et al. [66] s’intéressent alors aux deux cas suivants : le cas de la goutte injectée à sa température d’ébullition et le cas de la goutte injectée à une température inférieure à sa température d’ébullition (appelée goutte ”sous-refroidie”). Pour la goutte à température d’ébullition, la conclusion semble être que la chaleur extraite à la paroi sert uniquement à évaporer le liquide, l’énergie spécifique de la phase liquide restant constante. A contrario, dans le cas de gouttes sous-refroidies ils montrent que le flux de paroi sert exclusivement au chauffage de la phase liquide sous-refroidie. La température de la phase liquide de la goutte tient un rôle fondamental dans la compréhension du phénomène d’impact.

### 1.4.3 Échauffement de la phase liquide

Dans le but de déterminer la quantité d’énergie stockée par goutte dans le cadre de l’impact sur des parois surchauffées, des études métrologiques visant à mesurer la température de la phase liquide

de la goutte ont été menées. Parmi ces études on retrouve notamment l'étude de Castanet et al. [56] portant sur la mesure de l'élévation de température dans des gouttes impactant sur une paroi en régime d'ébullition en film. La technique employée est une mesure de température par fluorescence induite par laser à deux bandes appliquée à un jet de goutte monodisperse. Il est montré dans cette étude que l'échauffement de la phase liquide lors de l'impact des gouttes est lié au nombre de Weber d'impact. En effet, l'expérience montre que l'échauffement de la phase liquide augmente avec le nombre de Weber d'impact jusqu'à atteindre une saturation qui apparaît avec l'apparition du régime de splashing.

Dunand et al. [3] ont par la suite proposé une mesure bidimensionnelle de la température de la phase liquide en développant une technique de mesure par fluorescence induite par plan laser. La même conclusion concernant l'influence du Weber d'impact sur la quantité d'énergie accumulée dans la phase liquide est mise en avant dans cette étude. Un exemple de mesure de température dans un jet monodisperse est donné figure 1.39. On observe d'après ces résultats, que l'élévation

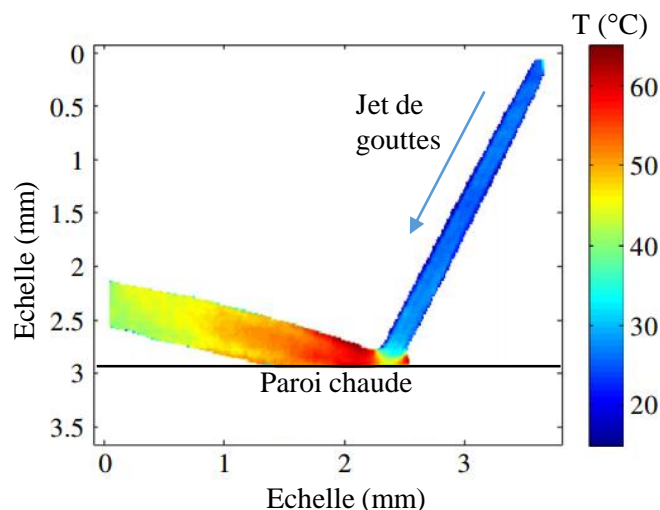


Figure 1.39 – Exemple de mesure de température par fluorescence induite par plan laser sur un jet de goutte mono-disperse. La température de paroi est fixée à  $T_W = 540^\circ\text{C}$ , le diamètre des gouttes est de  $d_0 = 180\mu\text{m}$  et le Weber d'impact est de  $We = 250$ . D'après Dunand et al. [3]

de température du jet, initialement à  $T_0 = 25^\circ\text{C}$ , est de l'ordre de  $40^\circ\text{C}$  dans le cas présenté. Il apparaît également que, après l'impact, les gouttes commencent rapidement à refroidir du fait de l'évaporation. Ces mesures sont capitales dans la compréhension de l'échauffement de la phase liquide de gouttes qui impactent des parois chaudes. Cependant il s'agit de mesures réalisées en excitation continue et donc qui ne sont pas résolues temporellement à l'échelle de l'impact d'une goutte qui ne dure que quelques millisecondes.

#### 1.4.4 Conclusion sur les transferts de chaleur et de masse

Il n'existe pas, dans la littérature, d'études métrologiques complètes permettant de mesurer à la fois la température, le flux extrait à la paroi et l'élévation de température de la phase liquide d'une goutte millimétrique isolée impactant une paroi chaude en régime de Leidenfrost. Des corrélations sur l'efficacité de refroidissement de telles gouttes existent mais les résultats sont très disparates du fait principalement des domaines de validité souvent restreints dans lesquels sont valables ces corrélations. La simulation numérique semble être un outil intéressant pour étudier ce type d'interactions mais au vu de la complexité du problème il apparaît essentiel de mettre en place une métrologie qui permettra d'accéder aux différents flux de chaleur échangés lors de l'impact. Il s'agira donc de développer une expérience permettant de mesurer le flux de chaleur extrait à la paroi ainsi que l'élévation de température de la phase liquide dans une même configuration d'impact. Ces résultats pourront, par la suite, servir de base à la validation de ces simulations numériques ou simplement étayer la mise en place d'un modèle physique. C'est l'objectif du travail décrit par la suite.

# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

### Sommaire

2.1	La génération des gouttes . . . . .	51
2.2	Échauffement de la goutte pendant la chute . . . . .	53
2.2.1	Échauffement de la goutte par convection forcée . . . . .	54
2.2.2	Échauffement lié aux transferts radiatifs . . . . .	55
2.2.3	Conclusion . . . . .	57
2.3	La paroi chaude . . . . .	58
2.4	Protocole expérimental . . . . .	61
2.5	Dispositif expérimental global . . . . .	62

L’objectif de ce chapitre est de décrire l’installation expérimentale permettant de réaliser l’impact de gouttes sur un substrat surchauffé.

### 2.1 La génération des gouttes

La génération des gouttes est faite par l’intermédiaire d’un ensemble composé d’un pousse-seringue et d’une aiguille. Le liquide est poussé à travers une aiguille de diamètre  $d_a$  à l’aide du pousse seringue dont la course est contrôlée. Un volume de fluide  $\pi d_0^3/6$  (volume sphérique de diamètre  $d_0$ ) se détache spontanément sous l’effet de la gravité lorsque son poids devient plus important que la force induite par la tension superficielle du liquide le long de la ligne de contact liquide/aiguille (Figure 2.1). L’égalité de ces deux forces (gravité/force de surface) s’écrit :

$$\rho_l g \frac{\pi d_0^3}{6} = \sigma \pi d_a \tag{2.1}$$

avec  $\sigma$  la tension de surface du liquide considéré,  $\rho_l$  la masse volumique du liquide et  $g$  la gravité. Cela permet d'estimer le diamètre d'injection des gouttes  $d_0$  qui peut donc s'écrire :

$$d_0 = \left( \frac{6d_a\sigma}{\rho_l g} \right)^{1/3}, \quad (2.2)$$

Un diamètre de goutte de 2.5mm a été choisi, notamment afin de disposer d'un signal de fluorescence suffisant lors de la mise en place de la mesure de température des gouttes par fluorescence induite par laser (Chapitre 3). Ce diamètre de goutte correspond à un choix d'aiguille de 400 microns de diamètre.

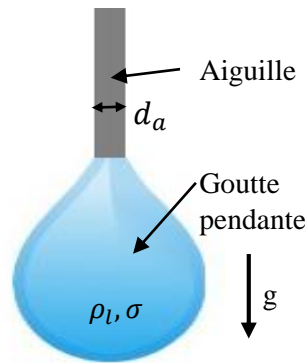


Figure 2.1 – Schéma d'une goutte pendante

Ce phénomène est extrêmement reproductible puisqu'il dépend uniquement des propriétés physiques du fluide (qui peuvent être maîtrisées via un contrôle thermique rigoureux) et de la gravité. La répétabilité du phénomène a été mise en évidence d'après des observations réalisées par ombroscopie sur des gouttes en chute libre. La figure 2.2 représente la dispersion des diamètres obtenus sur une série de 37 gouttes. Il apparaît sur cette figure que la dispersion des diamètres des gouttes

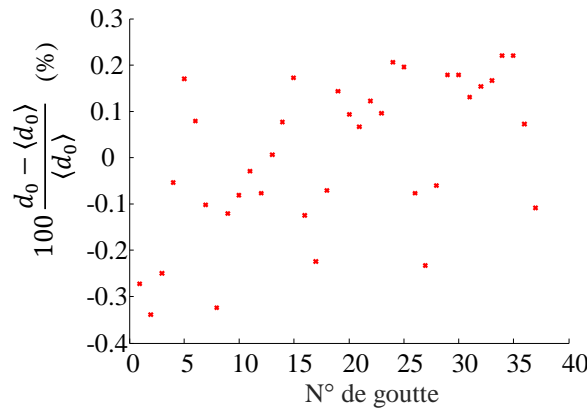


Figure 2.2 – Dispersion des diamètres  $d_0$  mesurés par ombroscopie rapide par rapport à la moyenne  $\langle d_0 \rangle$  sur une série de gouttes. L'écart type calculé à partir de ces mesures est de 0.16%

est très faible (inférieure à 1%). La vitesse d'impact des gouttes est réglée par la hauteur de chute de ces dernières car, du fait de leur petite taille et de leur faible vitesse (de l'ordre de 1m/s), leur chute peut être considérée comme une chute libre sans frottement. Leur vitesse de chute lors de l'impact  $V_{chute}$  peut alors s'écrire en fonction de la hauteur de chute  $h_{chute}$  :

$$V_{chute} = \sqrt{2gh_{chute}} \quad (2.3)$$

La tête d'injection pouvant être positionnée à la hauteur souhaitée sur le banc de mesure, il est possible, en pratique, de réaliser des nombres de Weber d'impact allant de 10 à 140.

## 2.2 Échauffement de la goutte pendant la chute

Un des paramètres clés pour la caractérisation, et par la suite la modélisation de l'échauffement de la goutte au cours de l'impact, est la température initiale de la goutte. En effet, le degré de sous refroidissement de la goutte, défini comme la différence entre la température de saturation du liquide composant la goutte et sa température d'injection, conditionne fortement les échanges. Il est donc primordial de contrôler la température de la goutte pendant sa formation pour éviter que celle-ci ne varie sous l'effet de l'air chaud convecté dans le panache créé par la plaque chaude. Dans ce but, un écran de protection en aluminium refroidi par une circulation d'eau régulée en température a été mis en place. Cet écran comporte une cavité dans laquelle la goutte se forme et un trou de faible diamètre qui permet le passage de la goutte une fois celle-ci décrochée. Le schéma du dispositif d'injection est présenté figure 2.3.

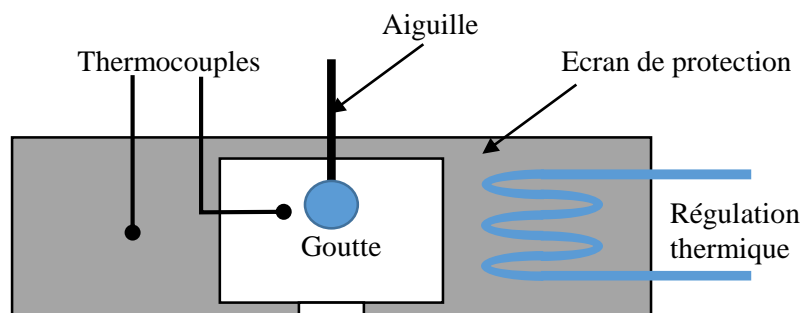


Figure 2.3 – Schéma de l'écran de protection permettant de contrôler la température initiale des gouttes.

Lorsque la goutte est détachée, sa trajectoire se situe dans le panache thermique généré par la plaque chauffée du fait de la convection naturelle. Durant ce temps de vol, la goutte est susceptible de s'échauffer à la fois sous l'effet des transferts de chaleur par convection dans le panache mais



aussi du fait des transferts radiatifs de la paroi vers la goutte. Il est donc nécessaire d'estimer l'échauffement engendré par la traversée du panache pour ces deux modes de transfert de chaleur.

### 2.2.1 Échauffement de la goutte par convection forcée

Pour calculer l'échauffement des gouttes par convection lors de la traversée du panache, la connaissance du champ de température local du panache est nécessaire. Pour cela, un thermocouple micrométrique a été utilisé afin de mesurer le profil de température au-dessus de la plaque chauffante. Les résultats sont présentés figure 2.4. La trajectoire de la goutte en chute libre étant connue, il est

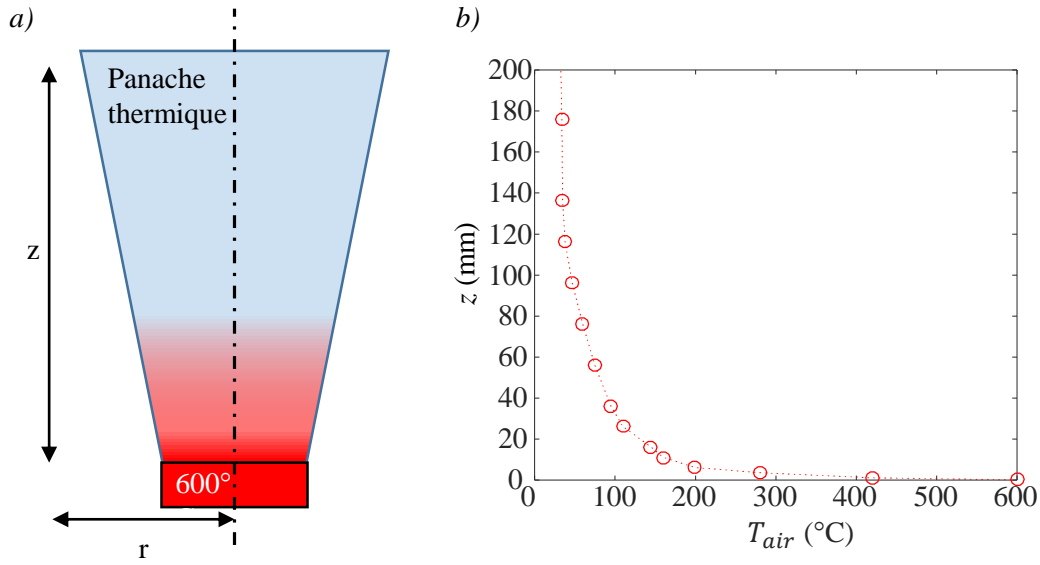


Figure 2.4 – a) : Schéma du panache formé au dessus du substrat chauffé à 600°C, b) : Profil de température mesuré au centre ( $r = 0$ ).

possible de calculer l'échauffement en considérant un modèle de type "petit corps", qui pré-suppose que la température est uniforme dans la goutte. A chaque instant, l'équation de la chaleur peut être écrite sous forme différentielle, ce qui donne, en négligeant l'évaporation :

$$\lambda_{air} Nu (V_{chute}(t)) (T_{air}(z(t)) - T(t)) d_0 \pi = \frac{\pi}{6} d_0^3 \rho_l C_{pl} \frac{dT(t)}{dt} \quad (2.4)$$

où  $V_{chute}(t)$  représente la vitesse de la goutte à l'instant  $t$ ,  $T_{air}$  la température de l'air dans le panache,  $\rho_l$  la masse volumique du liquide,  $C_{pl}$  sa capacité calorifique massique,  $d_0$  le diamètre de la goutte,  $z(t)$ , son altitude,  $T$  sa température et  $Nu$  le nombre de Nusselt qui est défini pour une goutte, d'après la corrélation de Ranz et Marshall [69], par :

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{1/3} \quad (2.5)$$

avec  $Re = \frac{\rho_l U_0 d_0}{\mu_l}$  et  $Pr = \frac{\mu_l}{C_{pl} \lambda_l}$ . Cette équation peut se résoudre numériquement en prenant en compte le champ de température  $T_{air}$  mesuré dans le panache. Les résultats de la résolution sont

donnés figure 2.5 pour plusieurs nombres de Weber et une goutte initialement à 20°C.

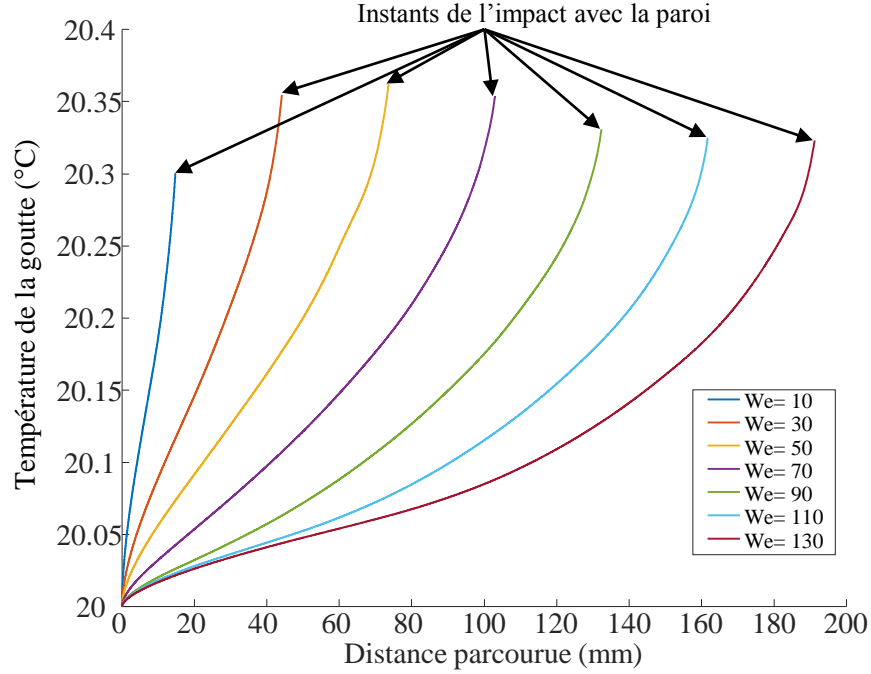


Figure 2.5 – Échauffement des gouttes en fonction de la distance parcourue pour différents nombres de Weber. Pour chaque nombre de Weber, la résolution se termine lorsque la goutte impacte la paroi.

La figure 2.5 montre que l'élévation de température reste très limitée. En effet, celle-ci est de l'ordre de 0.35 °C, le maximum étant obtenu pour un nombre de Weber de 50. Par la suite, nous considérerons donc que la température initiale de la goutte est égale à la température mesurée dans la cavité dans laquelle elle se forme.

### 2.2.2 Échauffement lié aux transferts radiatifs

L'objectif de ce paragraphe est d'estimer l'ordre de grandeur des transferts radiatifs induits par la plaque chaude au cours de la chute de la goutte afin d'évaluer l'échauffement induit par ce phénomène. Le flux radiatif émis par la paroi chaude et reçu par la goutte au cours de sa chute peut s'exprimer en première approximation par :

$$\Phi_{rad} = F_{2 \rightarrow 1} \frac{\pi d_2^2}{4} \varepsilon_2 \sigma T_2^4 \quad (2.6)$$

avec  $F_{2 \rightarrow 1}$  le facteur de forme entre la paroi chaude (2) et la goutte (1),  $T_2$  la température de la surface chaude,  $d_2$  son diamètre et  $\varepsilon_2$  son émissivité. Le facteur de forme  $F_{2 \rightarrow 1}$  peut être calculé en considérant le facteur de forme entre une sphère de rayon  $r_1$  et un disque de rayon  $r_2$ , espacés d'une distance  $h_r$ , comme représenté Figure 2.6.

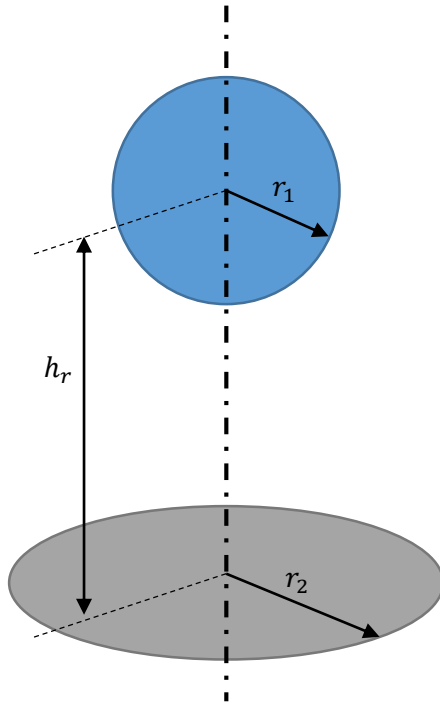


Figure 2.6 – Schéma de la configuration radiative étudiée

En définissant  $R_2$  comme :

$$R_2 = r_2/h_r \quad (2.7)$$

Le facteur de forme de la goutte (1) vers la paroi (2) s'exprime par :

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + R_2^2}} \right] \quad (2.8)$$

Il est alors possible de déduire le facteur de forme de (2) vers (1) :

$$F_{2 \rightarrow 1} = \frac{S_1}{S_2} F_{1 \rightarrow 2} \quad (2.9)$$

avec  $S_1$  et  $S_2$  les surfaces respectives de la sphère et du disque. Ce facteur de forme varie donc au cours du temps lors de la chute de la goutte sur la paroi (figure 2.7). En prenant en compte le mouvement de la goutte en chute libre, il est alors possible de calculer le flux radiatif reçu par celle-ci au cours de sa chute. Il

est ensuite possible d'intégrer le flux absorbé par la goutte au cours du temps puis d'utiliser un bilan d'énergie afin de calculer son échauffement  $\Delta T$ .

$$\Delta T = \frac{1}{mC_{pl}} \int_0^t \Phi_r(x) dx \quad (2.10)$$

Un exemple de calcul est donné dans le cas d'une goutte d'eau lâchée à 20 cm d'une paroi chauffée à 600°C. Pour obtenir un majorant de l'échauffement, il est supposé que la totalité du flux émis par la paroi est absorbé par la goutte ce qui revient à considérer l'émissivité de la goutte comme étant égale à 1. Par ailleurs, l'émissivité de la paroi est elle aussi supposée égale à 1 ce qui renforce d'autant plus le caractère majorant du calcul. Dans cette configuration, l'échauffement calculé est présenté en figure 2.8. Ainsi, en dépit des hypothèses très majorantes, l'échauffement reste très faible (inférieur à 0.05°C), notamment du fait de la très faible valeur du facteur de forme.

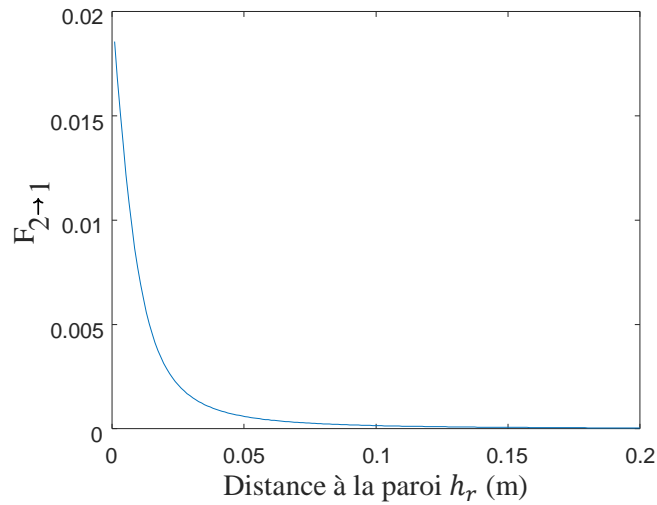


Figure 2.7 – Évolution du facteur de forme  $F_{2 \rightarrow 1}$  en fonction de  $h_r$  pour  $r_1 = 1.25$  mm et  $r_2 = 1.25$  cm

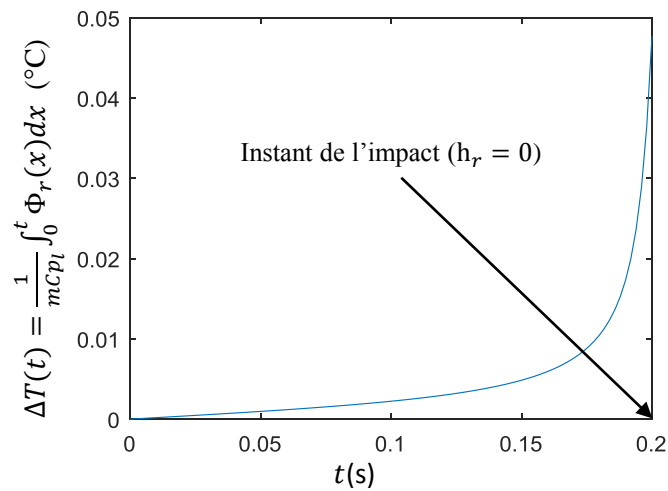


Figure 2.8 – Élévation de la température de la goutte au cours du temps pour une hauteur de chute de 20 cm au-dessus d'une paroi à  $600^\circ\text{C}$

### 2.2.3 Conclusion

L'élévation de température de la goutte au cours de son temps de vol avant l'impact, induite par les deux modes de transfert de chaleur que sont le rayonnement et la convection, reste très faible et ainsi négligeable. Il a été montré que dans les cas les plus pénalisants cette élévation de température ne pouvait pas excéder  $0.5^\circ\text{C}$ , ce qui est une valeur acceptable devant les dizaines de degrés d'échauffement que la goutte subit lorsqu'elle impacte la paroi chaude.

### 2.3 La paroi chaude

Plusieurs critères entrent en jeu pour le choix du matériau constituant le substrat d'impact. La paroi doit pouvoir supporter des hautes températures (jusqu'à 800°C) et être suffisamment conductrice de la chaleur pour pouvoir être chauffée par conduction et maintenue à une température la plus uniforme possible. De plus, pour faciliter les mesures par méthode optique, la surface doit être transparente à la fois dans le domaine visible et dans le domaine infrarouge. Le choix s'est donc porté sur du saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) de synthèse qui réunit tous ces critères. La paroi sur laquelle les gouttes impactent est donc constituée d'une fenêtre circulaire de saphir de 2.54 cm de diamètre et de 5 mm d'épaisseur. Cette fenêtre est insérée dans un support chauffant en acier inoxydable muni de quatre cartouches chauffantes d'une puissance de 250W chacune. Des thermocouples sont insérés dans le support chauffant et la régulation de la chauffe est assurée à l'aide d'un double asservissement PID. Des calculs ont été réalisés à l'aide du logiciel COMSOL afin d'estimer le champ de température dans la paroi en saphir qui n'est chauffée que par conduction sur les bords et sur le dessous. Pour cela, la configuration donnée en figure 2.9 a été considérée. L'équation de la chaleur est résolue dans le saphir. Les conditions aux limites imposées sont donc un coefficient d'échange global pour les parties en contact avec l'air ambiant et une température imposée pour les parties en contact avec le support.

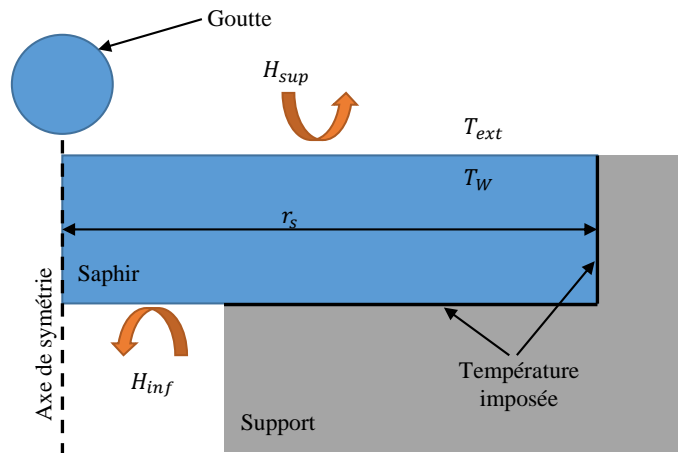


Figure 2.9 – Configuration étudiée sous COMSOL

Les coefficients d'échange de la face supérieure  $H_{sup}$  et de la face inférieure  $H_{inf}$  sont tous les deux la somme d'un coefficient d'échange par convection et d'un coefficient d'échange par rayonnement. D'après Eyglunet [70], les coefficients d'échange par convection pour une plaque plane de rayon  $r_s$  à la température  $T_W$  dans de l'air à la température  $T_{ext}$  sont donnés pour la face supérieure par :

$$h_{conv,sup} = 1.32 \left( \frac{(T_W - T_{ext})}{2r_s} \right)^{0.25} \quad (2.11)$$

et pour la face inférieure, par :

$$h_{conv,inf} = 0.66 \left( \frac{(T_W - T_{ext})}{2r_s} \right)^{0.25} \quad (2.12)$$

En linéarisant l'expression du flux rayonné, on peut déduire l'expression d'un coefficient d'échange par transferts radiatifs :

$$h_{rad} = 4\sigma T_{ext}^3 \quad (2.13)$$

Pour une température de support de 600°C, on peut alors exprimer les conditions aux limites du problème en prenant pour valeur des coefficients d'échanges :

- Pour la face supérieure :

$$H_{sup} = h_{conv,sup} + h_{rad} = 22 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1} \quad (2.14)$$

- Pour la face inférieure :

$$H_{inf} = h_{conv,inf} + h_{rad} = 14 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1} \quad (2.15)$$

La température des parois du saphir en contact avec le support est supposée uniforme et égale à la température du support. Pour résoudre le problème, il faut disposer les propriétés thermiques du saphir, à savoir sa masse volumique, sa conductivité thermique ainsi que sa capacité calorifique massique. La capacité calorifique massique du saphir ainsi que sa conductivité thermique dépendent toutes deux de la température, elles sont données par Donbrovinskaya [71] sur les figures 2.10 et 2.11. La résolution du problème en régime permanent permet d'obtenir une estimation du champ

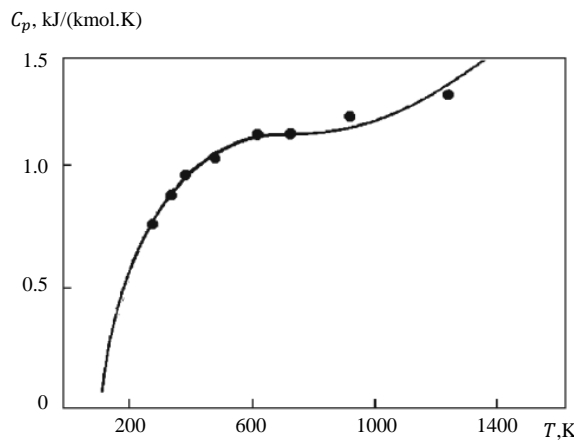


Figure 2.10 – Évolution de la capacité calorifique massique du saphir avec la température

de température dans le saphir. Les résultats, présentés figure 2.12 montrent que la température peut être considérée comme quasi-uniforme dans le saphir notamment en comparaison avec la température de paroi. En effet, l'écart de température maximal entre le bord et le centre du saphir est de

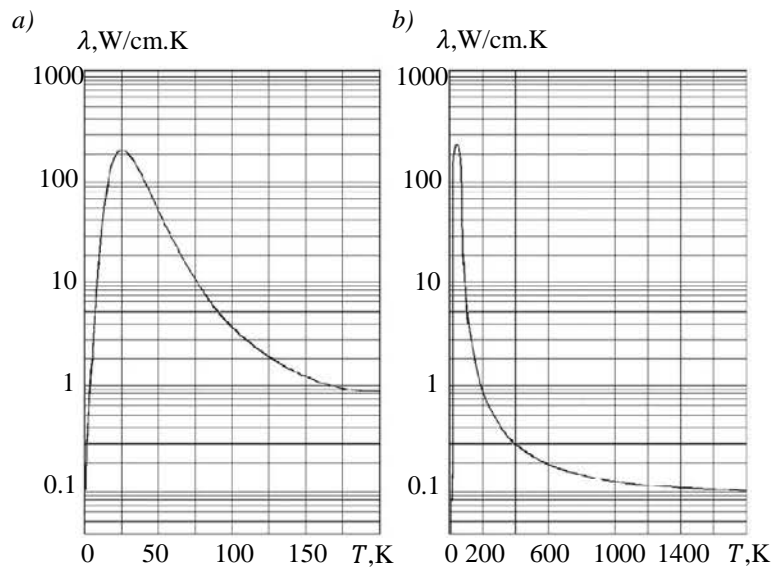


Figure 2.11 – Évolution de la conductivité thermique du saphir avec la température : a) Basses températures b) Hautes températures

18°C avec la température de paroi qui est de  $T_w=600^\circ\text{C}$ .

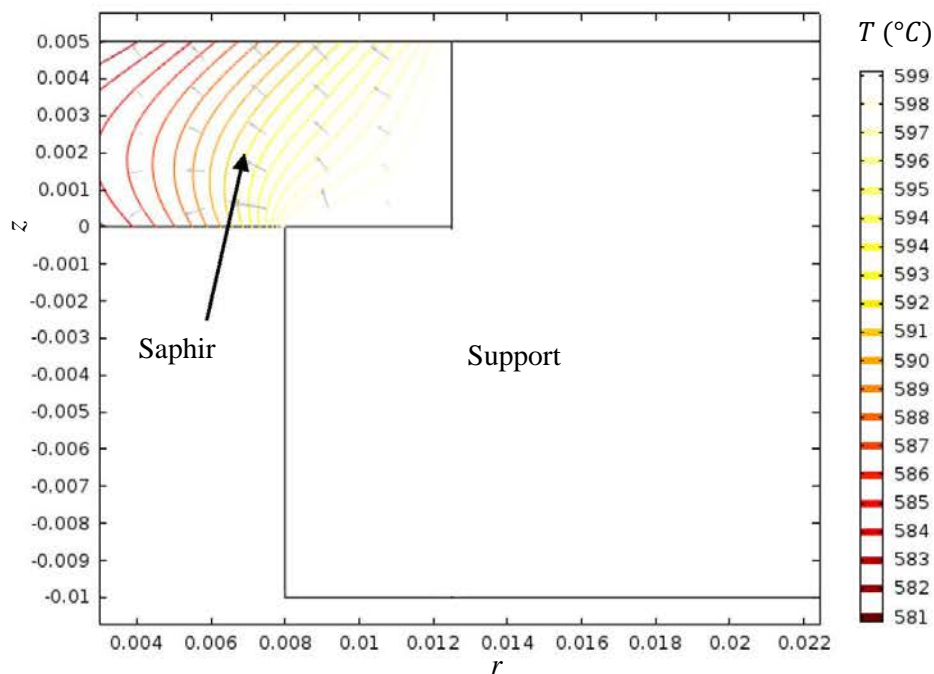


Figure 2.12 – Champ de température en régime stationnaire dans le Saphir

## 2.4 Protocole expérimental

Pour réaliser des mesures indépendantes de la fréquence d'injection des gouttes, il est important de calculer le temps de relaxation thermique nécessaire à la paroi pour retrouver son état initial après l'impact d'une goutte. Pour cela, le modèle de simulation numérique décrit au paragraphe 2.3 est réutilisé, mais en utilisant cette fois une résolution en régime transitoire. Cette simulation est réalisée de la manière suivante : Un créneau de flux correspondant à une énergie de 1J déposée sur un temps de 10 ms sur une surface circulaire d'un rayon de 2 mm est appliqué en face avant du saphir. Ce créneau de flux a pour but de simuler l'impact d'une goutte et permet d'évaluer la réponse du disque de saphir. Les thermogrammes en face avant et face arrière sont présentés en Figure 2.13.

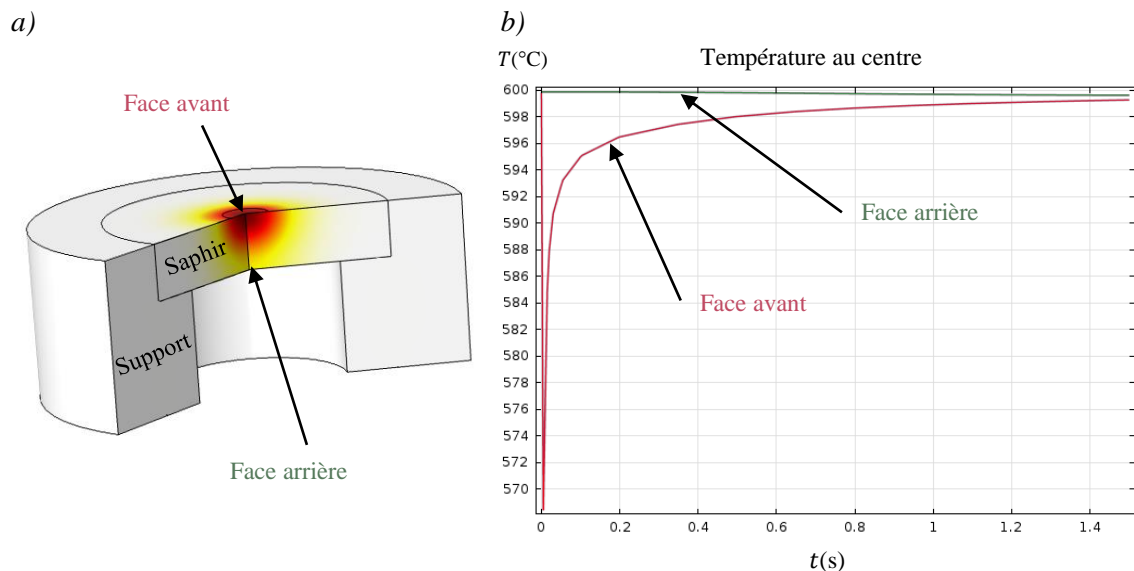


Figure 2.13 – a) : Géométrie simulée sous COMSOL. b) : Évolution temporelle de la température au centre du disque de saphir en face avant (rouge) et en face arrière (vert).

Cette simulation montre que le champ de température en face arrière n'est que très peu perturbé par l'impact de la goutte (représenté par le créneau de flux appliqué) en face avant. Cette perturbation apparaît environ une seconde après l'impact et son amplitude, très faible, n'excède pas 2 degrés. Sur la face avant, la température décroît rapidement de plus de 30 degrés. Ce transitoire s'estompe rapidement du fait de la diffusivité élevée du saphir. Au bout d'une seconde, la température revient à moins de 2 degrés de la température avant impact. Dans la pratique, pour s'assurer qu'il n'y a pas de rémanence thermique du fait de l'impact de la goutte précédente, il est prudent d'espacer les impacts de gouttes d'une dizaine de secondes.



## 2.5 Dispositif expérimental global

La figure 2.14 représente l'ensemble du dispositif expérimental permettant d'injecter des gouttes de liquide à la température souhaitée sur la surface d'un disque de saphir dont la température est régulée. Le banc d'essai dispose d'une barrière optique, placée à quelques millimètres au dessus de la paroi de saphir, qui permet la détection des gouttes lors de leur passage. Cette barrière optique permet de synchroniser les techniques de mesure par rapport au temps d'impact de la goutte. La précision de cette référence temporelle est de l'ordre de  $10\ \mu\text{s}$  ce qui est acceptable devant le temps de séjour d'une goutte lors de l'impact qui est de l'ordre de  $10\ \text{ms}$ . Ainsi, grâce à des images de gouttes différentes, il sera possible de reconstruire précisément une séquence temporelle de l'impact.

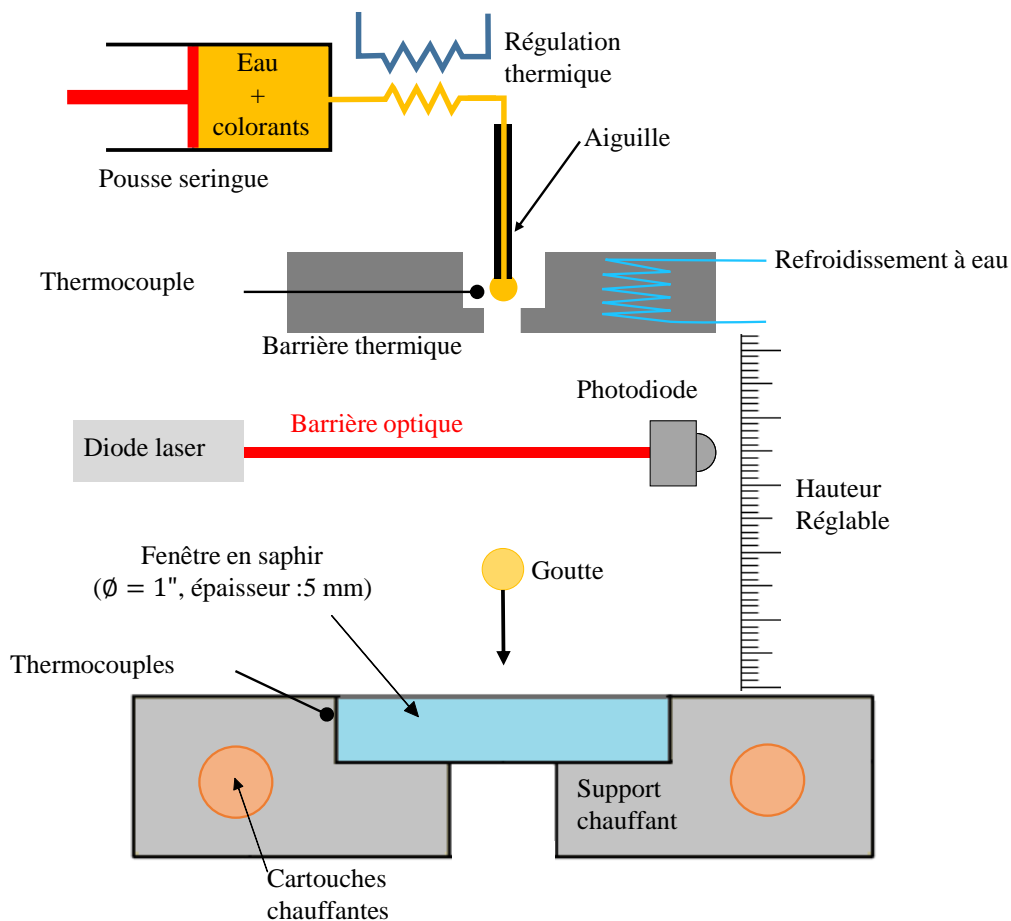


Figure 2.14 – Schéma du dispositif expérimental complet

Ce dispositif d'injection sera par la suite couplé à différentes métrologies qui permettront d'accéder à différentes grandeurs participant au bilan énergétique global de l'impact de la goutte sur la paroi chauffée.

## Chapitre 3

# Mesure de température par fluorescence induite par laser

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>64</b>
<b>3.2</b>	<b>La fluorescence</b>	<b>64</b>
<b>3.3</b>	<b>Modélisation de la fluorescence : modèle à deux niveaux</b>	<b>66</b>
<b>3.4</b>	<b>Absorption et réabsorption</b>	<b>68</b>
3.4.1	En régime linéaire	68
3.4.2	Le régime saturé	70
<b>3.5</b>	<b>Caractérisation des traceurs fluorescents</b>	<b>73</b>
3.5.1	Spectres d'absorption et d'émission	73
3.5.2	Effet de la température sur l'émission fluorescente	74
3.5.3	La Fluorescéine Dissodium	80
3.5.4	La méthode à deux couleurs	82
3.5.5	Les risques de conflit spectraux	86
3.5.6	Colorants sélectionnés	86
<b>3.6</b>	<b>Application à la mesure de la température des gouttes</b>	<b>88</b>
3.6.1	Dispositif expérimental	88
3.6.2	Traitement d'images et mesures quantitatives	90
3.6.3	Correspondance entre les pixels	91
3.6.4	Calibration en température et concentration des traceurs	92
<b>3.7</b>	<b>Incertitudes et biais de mesure</b>	<b>95</b>
3.7.1	Incertitudes de mesure	95
3.7.2	Résonances morphologiquement dépendantes et autres phénomènes pé-	
	nalisants	97
<b>3.8</b>	<b>Illustration par un résultat expérimental</b>	<b>98</b>

---

### 3.1 Introduction

Accéder à la mesure de température de gouttes qui impactent une paroi chaude de manière instantanée et non-intrusive est un véritable défi. Pour cela, quelques techniques, comme la thermographie infrarouge ou la réfractométrie arc-en-ciel, peuvent être envisagées. Cependant, réaliser des mesures par thermographie infrarouge sur une phase liquide à une température de quelques dizaines de degrés dans un environnement à plusieurs centaines de degrés présente des contraintes difficilement surmontables. Il en est de même pour la technique de réfractométrie arc-en-ciel qui suppose une connaissance préalable de la géométrie du volume fluide dont on souhaite estimer la température via la mesure de l'indice de réfraction. Les gouttes étant fortement déformées lors de l'impact, il apparaît donc difficile d'utiliser ce type de techniques.

Le choix de la technique de mesure qui sera utilisée par la suite s'est donc porté sur la fluorescence induite par laser pulsé à deux couleurs (2c-PLIF). Cette technique, développée spécialement pour cette application, est une adaptation en régime pulsé d'une technique mise au point et couramment employée au LEMTA, pour la mesure de température en phase liquide dans le cas d'écoulements diphasiques [3, 72, 73]. Lorsqu'une nappe laser est utilisée pour l'excitation de la fluorescence, cette technique permet d'accéder aux champs de température bidimensionnels dans les gouttes, de façon résolue dans le temps, permettant ainsi d'accéder, après post-traitement, à la chaleur sensible prélevée par la goutte ainsi qu'au flux de chaleur instantané entrant dans la phase liquide. Ainsi, la mise en oeuvre de cette technique, associée à la thermographie infrarouge (Chapitre 4), permettra une meilleure compréhension du bilan d'énergie à l'impact de la goutte.

### 3.2 La fluorescence

La fluorescence correspond à l'émission spontanée d'un photon induit par la désexcitation d'une molécule ayant préalablement été placée dans un état excité. L'excitation de la molécule peut être liée à plusieurs phénomènes tels que des réactions chimiques, des décharges ioniques ou encore l'absorption d'un rayonnement électromagnétique. Pour exciter une espèce moléculaire, il est donc possible d'employer un rayonnement laser. Celui-ci possède plusieurs avantages dont les trois principaux sont la monochromaticité, la forte densité spectrale d'énergie ainsi que la cohérence spatiale. La monochromaticité permet d'accorder la longueur d'onde d'excitation avec le spectre d'absorption de la molécule et la cohérence spatiale rend la mise en oeuvre des dispositifs optiques plus aisée.

A l'échelle d'une molécule, le temps d'absorption d'un photon est un phénomène très court (inférieur à la picoseconde). Une fois dans l'état excité, une relaxation vibrationnelle non radiative (RV) a lieu, permettant ainsi à la molécule d'atteindre le niveau d'énergie le plus bas de son état électronique. La molécule dispose par la suite de plusieurs chemins pour relaxer vers son état fondamental. Ces différents chemins sont résumés par le diagramme de Jablonsky (Figure 3.1).

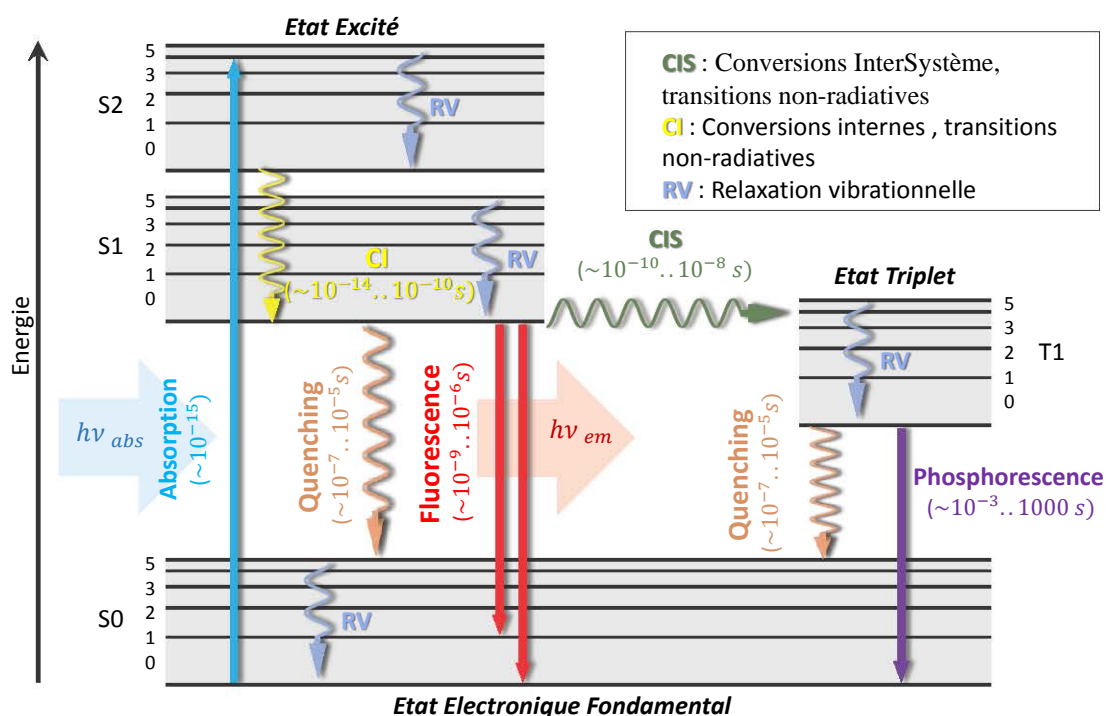


Figure 3.1 – Diagramme de Jablonsky

Ces différents processus de désexcitation en compétition sont :

- Les Conversion Internes (CI) : Elles correspondent aux transferts résonnant entre les niveaux de l'état excité d'énergie comparable.
- La désexcitation collisionnelle (ou quenching) : Elle correspond à une désexcitation induite par des chocs entre molécules. Elle peut avoir lieu entre une molécule fluorescente et une molécule de solvant (quenching) ou bien entre deux molécules fluorescentes (self-quenching), ce dernier étant fortement lié à la concentration moléculaire du traceur fluorescent.
- L'émission spontanée de photons appelée fluorescence, correspondant à un retour à l'état fondamental par l'émission d'un rayonnement électromagnétique.
- Le passage, via des conversions inter-systèmes, à un état triplet qui va à son tour donner lieu à une désexcitation par quenching ou par l'émission de photons que l'on nomme dans ce cas la phosphorescence, caractérisée par une durée de vie généralement beaucoup plus longue que le processus de fluorescence ( $\approx 10^{-3}$  à  $10^3$  secondes).

Chaque état électronique ( $S_0, S_1, S_2, \dots$ ) possède un très grand nombre de sous états énergétiques. Ces états sont liés aux modes de vibrations et de rotations admissibles par les molécules. La multiplicité de ces états et donc des transitions possibles qui leur sont associées implique que, dans le cas de phases condensées, l'émission fluorescente apparaisse sous la forme d'un continuum de longueurs d'ondes.

### 3.3 Modélisation de la fluorescence : modèle à deux niveaux

Pour modéliser le phénomène de fluorescence induite, un modèle simplifié à deux niveaux est généralement employé [74] (Figure 3.2). L'état fondamental est ici noté 1 et l'état excité 2.

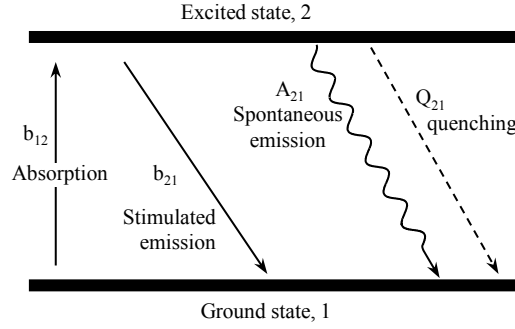


Figure 3.2 – Diagramme du modèle de fluorescence à deux niveaux.

$N_1$  et  $N_2$  représentent respectivement la population de molécules dans les états 1 et 2 à un instant  $t$  donné. Le taux de variation des populations  $N_1$  et  $N_2$ , dû au taux de transitions de 1 vers 2 et de 2 vers 1, peut être exprimé par :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = N_1 b_{12} - N_2 (b_{21} + A_{21} + Q_{21}), \quad (3.1)$$

où  $b_{12}$  est le taux de transitions de l'état 1 à l'état 2. Les paramètres  $b_{21}$ ,  $A_{21}$  et  $Q_{21}$  sont les taux de transitions de 2 vers 1 respectivement dûs à l'émission stimulée de photon, à l'émission spontanée de photons et au quenching. L'émission stimulée  $b_{21}$  étant généralement très faible devant les autres modes de désexcitation, celle-ci peut être négligée. L'absorption et l'émission stimulée étant induites par des photons résonnants, leur taux dépend de l'irradiance spectrale du laser  $I_{laser}$  à la fréquence des transitions :

$$b_{12 \text{ or } 21} = \frac{B_{12 \text{ or } 21} I_{laser}}{C_{laser}}, \quad (3.2)$$

avec  $B_{12} = B_{21}$  les coefficients d'Einstein pour l'absorption et l'émission stimulée.  $C_{laser}$  est un facteur de conversion ayant la même unité que  $I_{laser}$ . Initialement, les molécules sont dans l'état fondamental, donc  $N_1 = N_1^0$  et  $N_2 = 0$  à  $t = 0$ . Pour tout instant  $t$  :  $N_1 + N_2 = N_1^0$ . Ainsi l'Eq.(3.1) peut être réécrite en :

$$\frac{dN_2}{dt} = b_{12} N_1^0 - N_2 \frac{1}{\tau}, \quad (3.3)$$

avec  $\tau = (b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21})^{-1}$  la durée de vie de l'état excité. Si on considère que la durée d'excitation du laser est grande devant  $\tau$ , le système atteint un régime permanent en terme de population à l'état excité, donnée par :

$$N_2 = \frac{B_{12}}{A_{21} + Q_{21}} \frac{I_{\lambda}}{\left(1 + \frac{I_{\lambda}}{I_{sat}}\right)} N_1^0, \quad (3.4)$$

où  $I_{sat} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} C_\lambda$  représente l'intensité de la saturation de la fluorescence. En utilisant la solution en régime permanent (3.4), l'intensité de fluorescence à la longueur d'onde  $\lambda$ , peut être exprimée par :

$$I_\lambda \propto A_{21} N_2 = B_{12} \phi_\lambda \frac{I_{laser}}{\left(1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}}\right)} N_1^0, \quad (3.5)$$

$\phi_\lambda = A_{21}/(A_{21} + Q_{21})$  désignant le rendement quantique de fluorescence.

Dans l'équation (3.5),  $N_1^0$  est la densité initiale de molécules dans l'état d'énergie 1. En réalité, une multitude de sous-états énergétiques sont accessibles et la température affecte la distribution des molécules sur ces différents états. Cette densité de population est répartie selon la loi de Boltzmann qui dépend de la température. D'après l'Eq.(3.5), le signal de fluorescence d'un volume de collection  $V_c$ , détecté par un photo-détecteur peut être exprimé par :

$$I_\lambda = \eta \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon \phi_\lambda \frac{I_{laser}}{\left(1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}}\right)} V_c C_0, \quad (3.6)$$

où  $\eta$  est l'efficacité de transmission des optiques de collection,  $\Omega$  est l'angle solide de collection,  $C_0$  est la concentration molaire en molécules fluorescentes,  $\phi_\lambda$  est le rendement quantique de fluorescence et  $I_{laser}$  ( $\text{W.m}^{-2}$ ) correspond à l'intensité du laser incident. Le facteur  $\varepsilon \propto B_{12} \cdot f_B(T)$  est le coefficient d'absorption molaire des molécules fluorescentes à la longueur d'onde du laser. D'une manière générale, existe donc trois régimes caractéristiques en fonction de l'intensité de l'excitation  $I_{laser}$  (Figure 3.3).

- Pour  $I_{laser} \ll I_{sat}$ , le régime est dit linéaire : le signal de fluorescence est alors linéaire avec l'intensité d'excitation.
- Pour  $I_{laser} \approx I_{sat}$ , le régime est dit partiellement-saturé : le signal de fluorescence ne dépend plus linéairement de l'intensité de l'excitation.
- Pour  $I_{laser} \gg I_{sat}$  Le régime est dit saturé : le signal de fluorescence ne dépend alors plus de  $I_{laser}$ .

Si on utilise l'Eq.(3.6) et que l'on introduit  $I_{sat} \propto 1/\phi_\lambda$ , la dépendance en température du signal de fluorescence peut être exprimée par :

$$\frac{I_\lambda(T)}{I_\lambda(T_0)} = g_{0,\lambda}(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_{0,\lambda}(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}} \cdot \frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon(T_0)}. \quad (3.7)$$

Dans cette expression,  $T_0$  est une température de référence prise de façon arbitraire et  $g_{0,\lambda}(T) = \phi_\lambda(T)/\phi_\lambda(T_0)$ .

D'après l'Eq. (3.7), la sensibilité en température du signal de fluorescence provient de deux facteurs : l'un concerne la variation du rendement quantique de fluorescence avec la température et le second provient de la dépendance à la température du coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser. L'équation (3.7) montre que la contribution liée au rendement quantique de

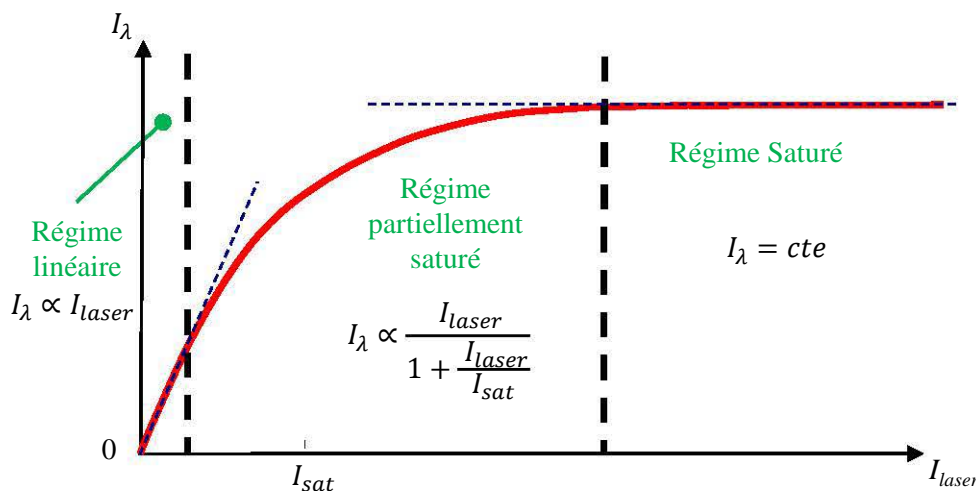


Figure 3.3 – Évolution du signal de fluorescence en fonction de l'intensité d'excitation.

fluorescence disparaît lorsque l'intensité d'excitation devient supérieure à l'intensité de saturation  $I_{sat}(T_0)$ .

Ceci a des conséquences importantes pour la mesure de température par fluorescence induite par laser notamment lorsque l'on souhaite employer une excitation pulsée dont l'énergie peut rapidement être supérieure aux énergies de saturation des colorants fluorescents.

### 3.4 Absorption et réabsorption

#### 3.4.1 En régime linéaire

Pour mesurer l'intensité de fluorescence locale d'une espèce dans un milieu condensé en régime d'excitation linéaire (pour des énergies d'excitation faible devant  $I_{sat}$ ), il est important de tenir compte des différentes atténuations subies par le signal de fluorescence. La figure 3.4 présente une configuration classique de mesure d'intensité de fluorescence dans une solution de liquide,ensemencée par un traceur fluorescent en concentration  $C_0$  et de coefficient d'absorption  $\epsilon$ , placé dans une cuve. L'excitation est, dans le cas présenté, réalisée à l'aide d'un laser à la longueur d'onde  $\lambda_{laser}$  dont le faisceau est assimilé à une droite traversant le milieu fluorescent contenu dans la cuve. À son entrée dans la cuve, l'intensité du laser est supposée égale à  $I_{laser}$ . Le volume de collection de l'intensité lumineuse collectée par le dispositif optique est noté  $V_c$ . Celui-ci est à une distance  $b$  du bord d'attaque du laser et à une distance  $e$  de la paroi au travers de laquelle la mesure est réalisée. L'intensité laser arrivant au niveau du volume de collection  $V_c$  s'écrit à l'aide de la loi de Beer-Lambert :

$$I(b, 0) = I_{laser} e^{-b\epsilon(\lambda_{laser})C_0}. \quad (3.8)$$

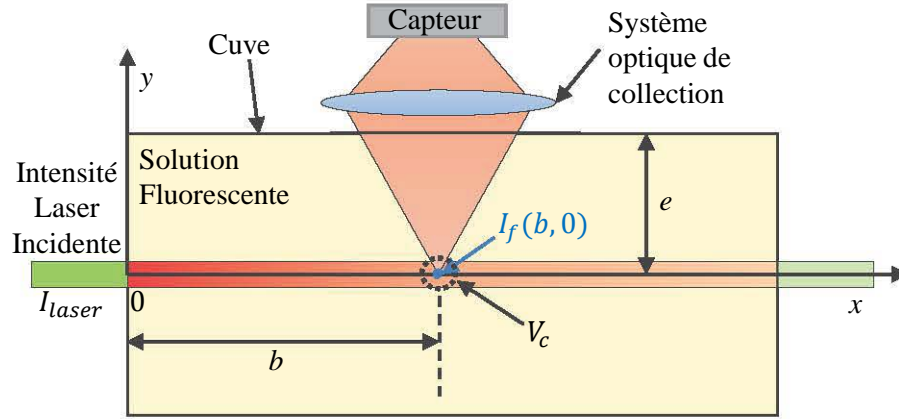


Figure 3.4 – Schéma de principe de la mesure d'intensité de fluorescence

Au niveau du volume de collection, une partie de cette intensité lumineuse est alors absorbée  $I_{abs}(b, 0)$ . L'intensité absorbée dépend de la concentration en molécules fluorescentes, de l'absorption des molécules à la longueur d'onde du laser ainsi que du volume de collection considéré.

$$I_{abs}(b, 0) = I(b, 0)\epsilon(\lambda_{laser})V_cC_0 \quad (3.9)$$

Le rapport entre l'intensité d'excitation et l'intensité de fluorescence est donné par le rendement quantique de l'espèce fluorescente  $\phi(\lambda_{laser})$  :

$$\phi(\lambda_{laser}) = I_f(b, 0)/I_{abs}(b, 0) \quad (3.10)$$

L'intensité de fluorescence locale  $I_f(b, 0)$  est à nouveau atténuée par l'absorption sur le chemin optique allant du volume de collection  $e$  jusqu'au détecteur. Ce phénomène, aussi appelé réabsorption, implique que l'intensité arrivant réellement au capteur peut s'écrire :

$$I_\lambda = K_{opt}(\lambda)I_f(b, 0)e^{-\epsilon(\lambda)C_0e} \quad (3.11)$$

avec  $K_{opt}$  une constante optique dépendant des propriétés optiques du système. Finalement, l'intensité intégrée par le capteur peut s'exprimer uniquement en fonction de l'intensité d'excitation du laser  $I_{laser}$  sous la forme :

$$I_\lambda = K_{opt}\epsilon(\lambda_{laser})I_{laser}C_0V_c\phi(\lambda)e^{-C_0[\epsilon(\lambda)e+\epsilon(\lambda_{laser})b]} \quad (3.12)$$

Cette expression impose de prendre des précautions particulières pour la mesure directe d'intensité lumineuse en phase condensée. En effet, il est nécessaire de connaître précisément la concentration



ainsi que le coefficient d'absorption molaire des espèces présentes dans le milieu afin d'estimer l'impact des chemins optiques sur la mesure. Dans le cas de gouttes, les chemins optiques sont généralement de l'ordre de quelques millimètres. Il conviendra donc de choisir des concentrations en traceurs fluorescents permettant, sur ces quelques millimètres, de considérer l'absorption comme négligeable. Dans ce cas, l'expression de l'intensité de fluorescence devient alors :

$$I_{\lambda} = K_{opt} \varepsilon(\lambda_{laser}) I_{laser} C_0 V_c \phi(\lambda). \quad (3.13)$$

### 3.4.2 Le régime saturé

En régime saturé, la dépendance du signal de fluorescence à l'intensité d'excitation disparaît. Seule la réabsorption de la fluorescence sur le chemin de collection est alors à prendre en compte. L'intensité de fluorescence collectée est alors telle que :

$$I_{\lambda} = \varepsilon(\lambda_{laser}) I_{sat} C_0 V_c \phi(\lambda) e^{-C_0 \varepsilon(\lambda) e} \quad (3.14)$$

Si de plus la concentration en colorant est suffisamment faible pour négliger la réabsorption sur le chemin de collection, il vient :

$$I_{\lambda} = \varepsilon(\lambda_{laser}) I_{sat} C_0 V_c \phi(\lambda) \quad (3.15)$$

Cette expression permet en théorie de mesurer l'épaisseur d'un volume fluideensemencé par un colorant fluorescent directement en mesurant le champ de fluorescence de ce dernier, à condition que son rendement quantique de fluorescence soit indépendant de la température. L'expérience suivante a donc été conduite : des gouttes ont été ensemencées à l'aide d'un colorant fluorescent (Sulforhodamine 640) insensible à la température. Celles-ci ont ensuite été éclairées en régime saturé au cours de leur impact sur une paroi chaude (600°C). L'intensité collectée via une caméra observant la goutte par dessous a permis d'accéder à l'épaisseur du film liquide. Dans la configuration présentée sur la figure 3.5, du fait de la faible courbure sous la goutte n'induisant pas de perturbations notables de la distribution spatiale du champ de fluorescence, l'épaisseur de la lamelle  $e_l$  est directement proportionnelle au signal collecté  $I_{\lambda,l}$  :

$$I_{\lambda,l} \propto I_{sat} C_0 \varepsilon(\lambda_{laser}) \phi(\lambda) e_l. \quad (3.16)$$

D'un point de vue pratique, il est simplement nécessaire, à un instant quelconque, de connaître l'épaisseur en un endroit donné de la lamelle (le diamètre des gouttes juste avant l'impact par exemple) qui servira de référence. Il sera alors possible de déduire l'épaisseur locale de la lamelle au cours du temps. Un exemple de profils obtenus par cette méthode est présenté Figure 3.6. Sur cette figure apparaissent les épaisseurs de la lamelle mesurées par fluorescence saturée.  $h_l^*$  représente la hauteur de la lamelle normalisée par le diamètre de la goutte  $d_0$ , de même,  $r^* = r/d_0$  est le rayon normalisé. Le temps est lui adimensionnalisé tel que  $t^* = tV_0/d_0$  avec  $V_0$  la vitesse d'impact

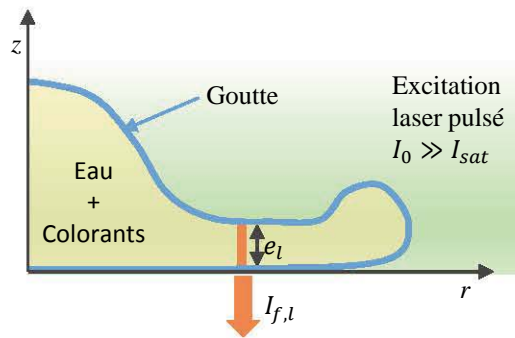


Figure 3.5 – Schéma de principe de la mesure d'épaisseur de lamelle par fluorescence saturée

de la goutte. Cette adimensionnalisation permet de comparer les résultats au modèle d'étalement développé au paragraphe 1.3.2. Ainsi, les profil théoriques (basés sur l'équation 1.38) sont superposés aux résultats expérimentaux pour  $t^* > 0.6$ , ce qui correspond au début du domaine de validité de ce modèle. Un très bon accord peut être constaté entre le modèle et l'expérience, no-

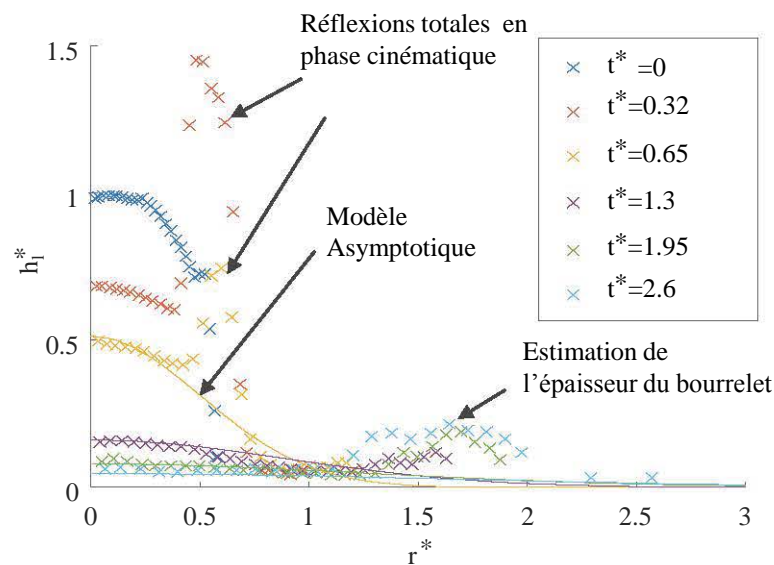


Figure 3.6 – Évolution de l'épaisseur de la lamelle lors de l'impact d'une goutte de diamètre  $d_0 = 2.5$  mm à un nombre de Weber d'impact de 92. Les points sont issus de l'expérience (rabattage axisymétrique de l'intensité de fluorescence). Les traits pleins représentent la comparaison au modèle asymptotique d'étalement. (Equation 1.38 )

tamment au centre (en  $r = 0$ ). Cette technique permet l'accès à l'épaisseur de la lamelle fluide tout au long de l'étalement, ce qui est un vrai plus comparé à une visualisation par ombroscopie rapide. En effet, l'ombroscopie latérale lors de l'impact de goutte ne permet pas d'accéder à l'épaisseur de la lamelle dès que celle-ci est plus fine que l'épaisseur du bourrelet qui la masque alors. La même expérience a été menée pour différentes vitesses d'impact. Pour chacune des vitesses d'impact l'évolution temporelle de la hauteur au centre de la lamelle a été mesurée (figure 3.7). L'évolution

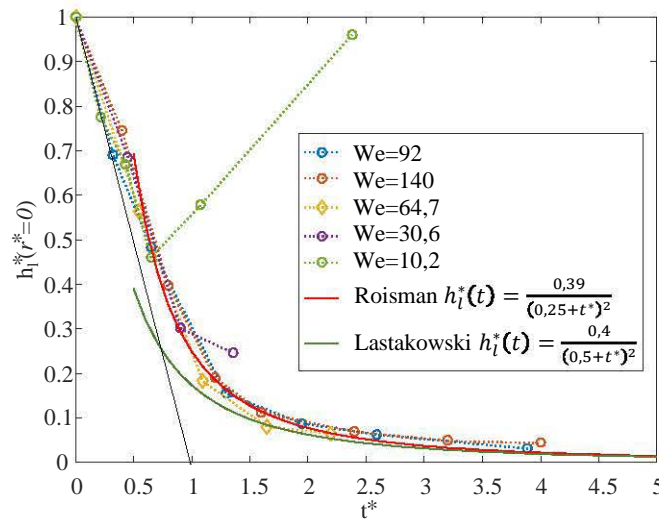


Figure 3.7 – Évolution de la hauteur normalisée en fonction du temps pour différents nombres de Weber d'impact. Comparaison au modèle asymptotique de Roisman [14] ainsi qu'à la corrélation de Lastakowski [75]

de l'épaisseur au centre est superposée au modèle de Roisman [14] ainsi qu'à la corrélation obtenue expérimentalement par Lastakowski [75]. Il apparaît que le modèle asymptotique de Roisman [14] permet bien de décrire l'évolution de l'épaisseur au centre de la lamelle pour les nombres de Weber supérieurs à 60 comme cela était attendu. Pour les nombres de Weber inférieurs (ici  $We=10.2$  et  $We=30.6$ ) le modèle n'est capable de décrire l'évolution de l'épaisseur de la goutte que lors des premiers instants de l'impact. Très rapidement, la mesure s'écarte du modèle car l'hypothèse de lamelle mince pour ces nombres de Weber est erronée.

Il est à noter que cette mesure comporte une limitation liée à la forme des gouttes aux temps courts. En effet, durant la phase cinématique et au début de la phase d'étalement (c'est-à-dire  $t < 0.8$  environ) la goutte a la forme d'une calotte sphérique, ce qui peut impliquer une réflexion totale du signal de fluorescence produit en volume dans la goutte (Figure 3.8). Cela donne naissance à des

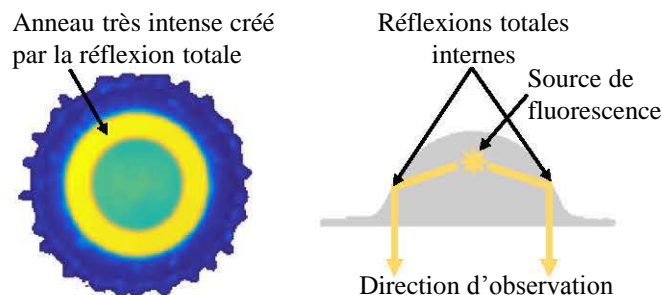


Figure 3.8 – Origine des anneaux intenses faussant la mesure de l'épaisseur au temps courts.

anneaux très intenses qui, si ils ne sont pas discrétisés, peuvent engendrer des erreurs d'interprétation (réflexions totales en phase cinématique sur la Figure 3.6).

### 3.5 Caractérisation des traceurs fluorescents

Afin de sélectionner un ou plusieurs traceurs fluorescents présentant des sensibilités élevées à la température, une série de colorants organiques solubles dans l'eau a été testée. L'intégralité des tests qui vont suivre ont été réalisés à l'aide d'une excitation laser @532nm qui est la longueur d'onde correspondant à celle du laser Nd-YAG doublé couramment disponible sur le marché. Ces lasers ont l'avantage de disposer d'une densité spectrale d'énergie importante à la fois en régime pulsé et en régime continu. Outre l'effet de la température, les tests ont permis de mettre en évidence la sensibilité des traceurs à différents paramètres physiques tels que le pH ainsi que l'influence de la photodégradation (dégradation liée à une exposition prolongée au rayonnement laser) ou encore à celle de la thermodégradation.

La première étape, réalisée en amont, a consisté à sélectionner des colorants solubles dans l'eau et dont le spectre d'absorption est compatible avec une excitation à 532 nm. Notre choix s'est donc arrêté sur un ensemble de huit colorants organiques : Kiton Red (KR), Rhodamine B (RhB), Rhodamine 560 (Rh560), Rhodamine 640 (Rh640), Sulforhodamine 640 (SRh640), Rhodamine 6G (Rh6G), Fluorescéine Dissodium (FL) et Fluorescéine 27 (FL27).

#### 3.5.1 Spectres d'absorption et d'émission

Les spectres des colorants sélectionnés ont été mesurés en solution aqueuse. La figure 3.9 représente les spectres d'absorption normalisés par la valeur de l'absorption au maximum d'absorption des différents traceurs étudiés. Ces spectres ont été réalisés à 20°C à l'aide d'un spectromètre d'absorption (Varian Cary 500 UV-VIS NIR) pour un chemin optique de 8mm. Une grande plage de longueurs d'onde est couverte par ces traceurs. Les spectres permettent d'évaluer l'efficacité de l'excitation à 532 nm pour les différents traceurs fluorescents, du fait de la position de la longueur d'onde de 532 nm par rapport à leur longueur d'onde d'absorption maximale. Un des cas les plus favorables est celui de la Rh 6G pour lequel la longueur d'onde d'excitation de 532 nm est située très proche de son maximum d'absorption. Pour d'autres en revanche, comme la Fluorescéine Dissodium, la longueur d'onde de 532 nm se situe à l'extrémité sur l'aile droite du spectre, loin du pic d'absorption, ce qui réduit le transfert d'énergie d'excitation vers le traceur. Il s'en suivra potentiellement une différence de l'intensité du signal de fluorescence pour une même intensité d'excitation. Ainsi, ces résultats permettent d'anticiper le choix des concentrations des traceurs fluorescents. Afin de caractériser l'émission des traceurs fluorescents, les solutions sont tour à tour placées dans une cuvette et soumises à une excitation laser continue à 532 nm. Le signal de fluorescence est alors collecté perpendiculairement au faisceau laser excitateur par l'intermédiaire d'une fibre optique reliée au spectromètre (StellarNet Inc. BLACK-Comet). Les résultats sont présentés Figure 3.10. Tout comme les spectres d'absorption, les spectres d'émission s'étendent sur une large gamme spectrale allant de 450 à 750 nm.

Certains de ces traceurs avaient déjà été étudiés précédemment comme la RhB, le KR ou encore la

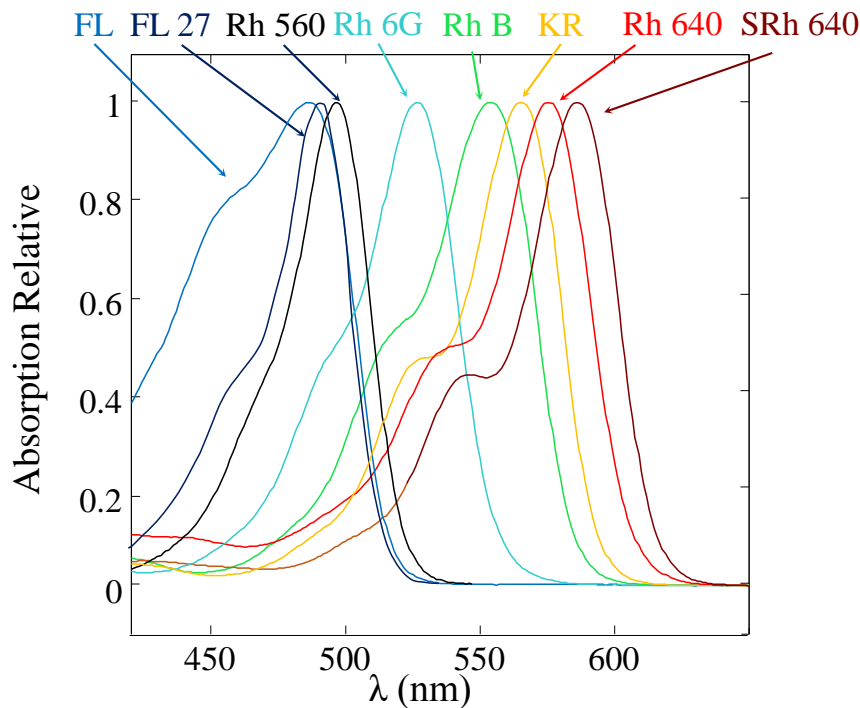


Figure 3.9 – Spectres d’absorption normalisés des différents colorants en solution aqueuse

SRh640 [76] [77] [78]. Les comparaisons aux résultats existants ont ainsi pu attester de la validité des mesures effectuées. Des études préalables ont montré que certains colorants ont des propriétés de fluorescence intéressantes notamment pour la mesure de température. La rhodamine B a notamment souvent été employée pour effectuer des mesures de température dans des écoulement monophasiques [77] et diphasiques [79]). Certains comportements comme la dépendance du signal de fluorescence au pH sont également reportés dans ces études. L’ensemble de ces éléments implique d’effectuer un grand nombre de tests avant d’arrêter le choix définitif des traceurs fluorescents.

### 3.5.2 Effet de la température sur l’émission fluorescente

L’effet de la température sur le signal de fluorescence est souvent exploité pour réaliser des mesures de température non-intrusives dans des fluides en écoulement. Nous nous sommes donc intéressés à l’évolution du signal de fluorescence des différents traceurs nommés précédemment afin de sélectionner un ou plusieurs traceurs disposant d’une sensibilité suffisante pour réaliser une mesure de température. Le dispositif de calibration des traceurs fluorescents en température est présenté sur la figure 3.11 : il est composé d’une cuve comportant quatre accès optiques remplie de la solution de traceur fluorescent, d’une résistance chauffante ainsi que d’un agitateur magnétique permettant de s’assurer de l’homogénéité thermique de la solution. La température de la solution est mesurée par un thermocouple de type K. L’excitation laser est réalisée par un laser continu @532nm (Quantum

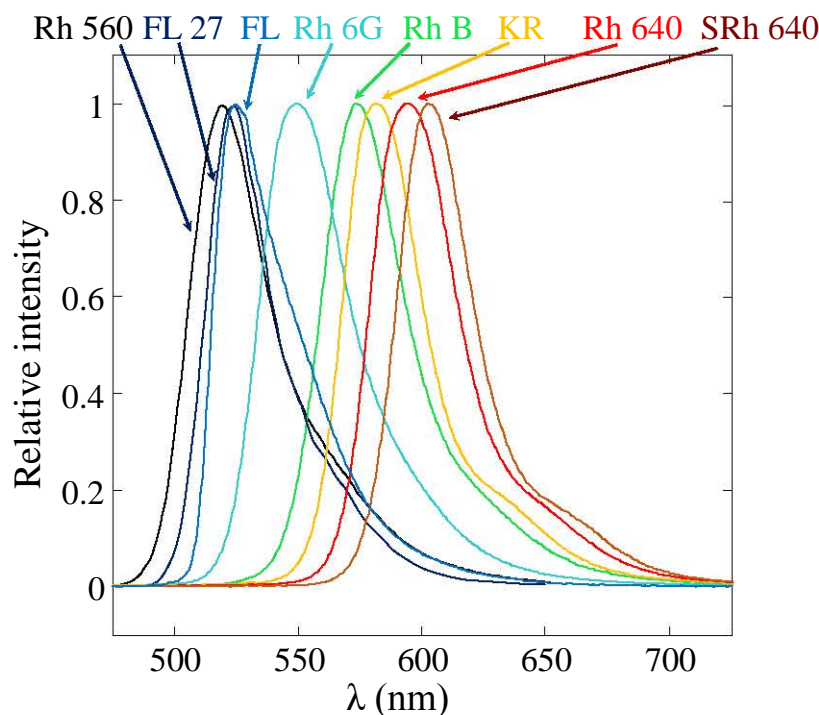


Figure 3.10 – Spectres d'émission normalisés des traceurs fluorescents

Laser, modèle Finesse, d'une puissance maximale de 6W). La puissance du laser est mesurée avant et après l'expérience à l'aide d'un dispositif pyro-électrique, afin de s'assurer que celle-ci n'a pas connu de dérive, notamment du fait de la régulation thermique de la cavité laser. Les résultats de la figure 3.12 montrent le comportement des spectres de fluorescence de quatre traceurs lorsque la température de la solution varie.

Trois types de comportements peuvent être observés :

- Les colorants dont l'intensité de fluorescence décroît avec la température,
- Les colorants dont l'intensité de fluorescence croît avec la température,
- Les colorants dont l'intensité de fluorescence est très peu sensible, voire insensible à la température.

Ces comportements sont dus à la nature de la dépendance en température des traceurs. En effet, comme cela est décrit par le modèle à deux niveaux, cette dépendance peut être liée soit au rendement quantique de fluorescence (qui généralement décroît avec la température) soit au coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser. Dans le cas de la RhB et du KR, l'intensité de fluorescence décroît avec la température, alors que l'émission de la SRh640 ne dépend que très peu de la température. Pour la FL Dissodium, la dépendance à la température de l'émission fluorescente est principalement liée au coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser et donc celle-ci augmente avec la température.

Dans le but de quantifier cette variation de signal de fluorescence en fonction de la température, le

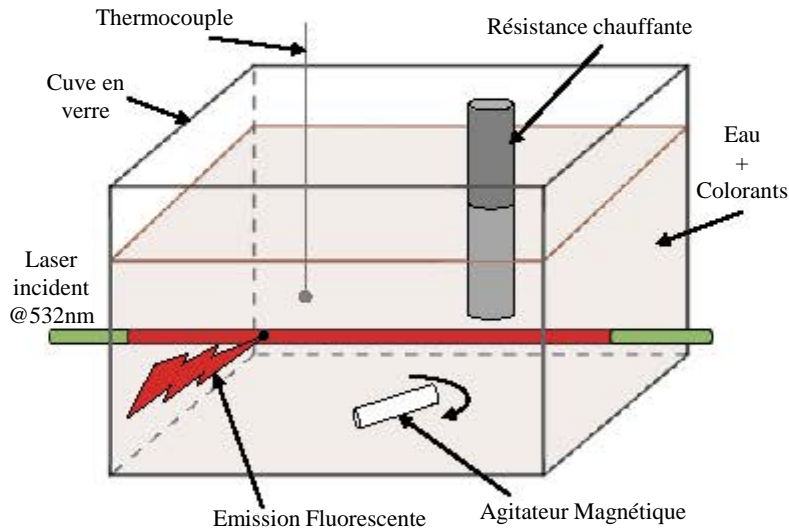


Figure 3.11 – Dispositif de calibration en température

coefficient de sensibilité  $s$  est introduit. C'est un paramètre qui correspond à la variation relative du signal de fluorescence  $I$  (intégrée sur tout le spectre) en fonction de la température. Le coefficient  $s$  peut donc s'écrire :

$$s = \frac{1}{I} \frac{dI}{dT} \quad (3.17)$$

Si on considère que  $s$  ne varie pas avec la température, alors le signal de fluorescence peut être exprimé comme suit :

$$I(T) = I(T_0) \exp(s \cdot (T - T_0)) \quad (3.18)$$

où  $T_0$  est une température arbitraire. Si maintenant on s'intéresse à la sensibilité moyenne sur une plage de température allant de  $T_0$  à  $T_1$  il est possible d'estimer la sensibilité comme :

$$s = \frac{\ln(I(T_1)/I(T_0))}{T_1 - T_0} \quad (3.19)$$

Les sensibilités des huit traceurs étudiés sont reportées dans le Tableau 3.1. Ces valeurs sont obtenues sur une plage de température entre 27°C et 80°C en intégrant l'intensité de fluorescence sur toute la largeur du spectre. Au vu de ces résultats, certains colorants se distinguent par leur grande sensibilité à la température. C'est notamment le cas de la Fluorescéine 27, de la Fluorescéine Dis-sodium, du Kiton Red et de la Rhodamine B. Cependant, ces résultats ont été obtenus en régime d'excitation continue.

Il est également nécessaire de réaliser des tests afin de déterminer l'influence d'une excitation pulsée, délivrant une puissance instantanée d'excitation beaucoup plus importante, sur la sensibilité en température des traceurs. Selon le type de dépendance à la température des traceurs, là aussi,



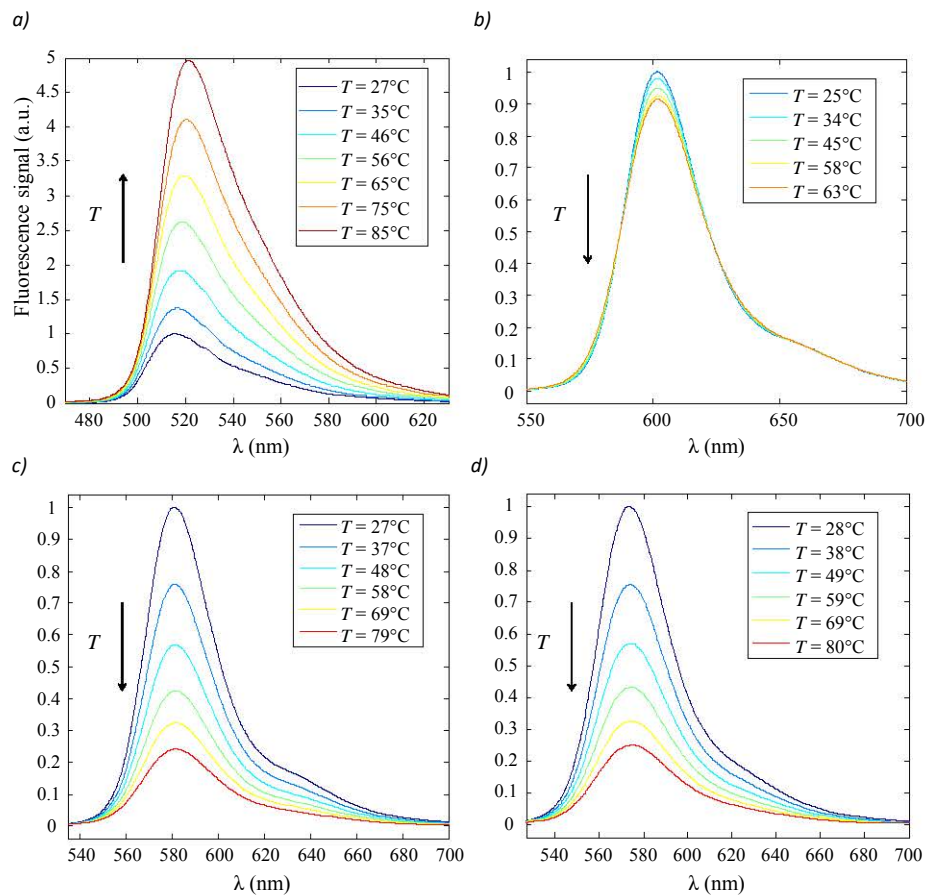


Figure 3.12 – Emission des colorants en fonction de la température. (a) FL Dissodium, (b) SRh640, (c) KR et (d) RhB

plusieurs comportements sont observables :

- Pour les traceurs dont le signal de fluorescence diminue avec la température, il apparaît que, comme cela était attendu d'après le modèle, une perte de sensibilité apparaît lorsque les traceurs sont excités à l'aide d'une source pulsée. C'est notamment le cas du Kiton Red ainsi que de la Rhodamine B. La figure 3.13 présente l'évolution du signal de fluorescence du KR et de la RhB en fonction de la température pour différentes intensités d'excitations, allant d'une fraction de l'intensité de saturation à plusieurs fois sa valeur. Il semble donc difficile d'être en capacité de mesurer une température à l'aide de colorants comme ceux-ci, sans connaître l'intensité d'excitation au cours de la mesure. Or, dans le cas de gouttes, du fait de la déformation des interfaces, cette intensité est difficile à estimer de manière locale.
- Pour les colorants insensibles, notamment pour la SR640 (Figure 3.14), aucun changement de sensibilité à la température n'est à noter. Ces traceurs restent toujours insensibles à la température quelle que soit l'énergie d'excitation.
- Dans le cas des traceurs dont l'intensité de fluorescence augmente avec la température comme pour la Fluorescéine Dissodium (Figure 3.15), il n'y a pas de perte importante de sensibilité



Table 3.1 – Variation du signal de fluorescence sur la plage [27°C - 80°C] Excitation laser @ 532 nm.

	Coefficient de sensibilité $s$ défini par l'Eq.(3.19)
Rhodamine 560	+0.78 %/°C
Fluorescein dissodium at pH = 5.6	+3.22 %/°C
Fluorescein 27	+1.88 %/°C
Rhodamine 6G	-0.07 %/°C
Rhodamine B at pH = 6.5	-2.38 %/°C
Kiton Red	-2.43 %/°C
Rhodamine 640	+0.05 %/°C
Sulforhodamine 640	-0.06 %/°C

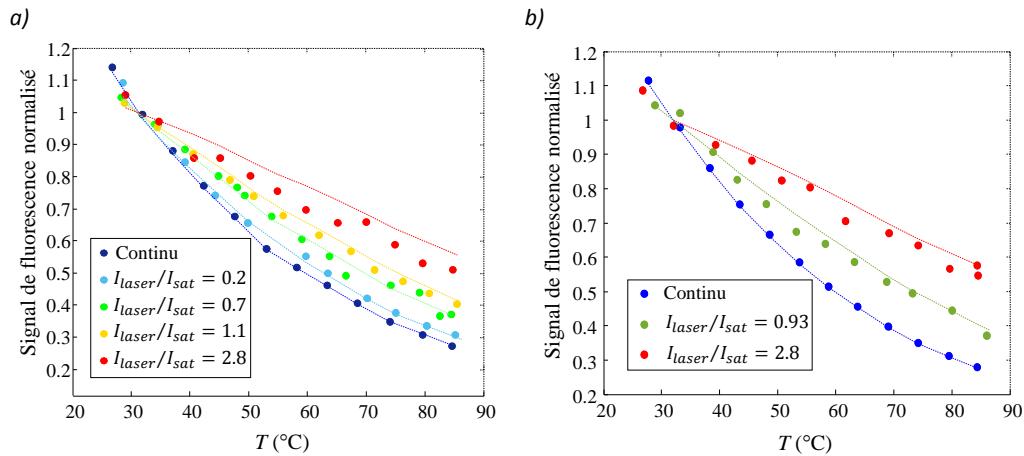


Figure 3.13 – Évolution du signal de fluorescence en fonction de la température. Effet de la puissance d'excitation  $I_0$ . a) Kiton Red, b) RhB. Comparaison entre l'excitation continue et l'excitation pulsée à différentes énergies. Points : Expériences. Lignes : Modèle à deux niveaux.

en température entre les différents modes d'excitation.

En s'appuyant sur les conclusions précédentes, il a semblé judicieux de privilégier l'utilisation de traceurs ne présentant pas de sensibilité notable au niveau d'énergie d'excitation utilisé.

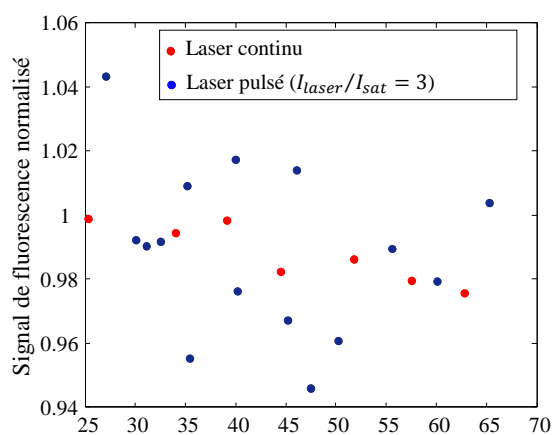


Figure 3.14 – Évolution du signal de fluorescence avec la température pour le SR640. Comparaison entre l'excitation pulsée et continue.

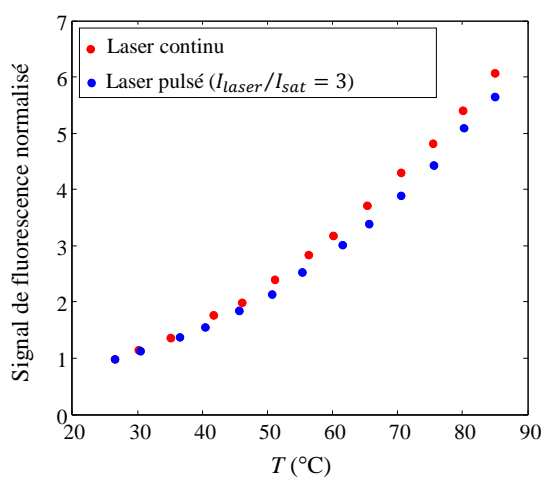


Figure 3.15 – Évolution du signal de fluorescence avec la température pour la Fluorescéine Disso-dium. Comparaison entre l'excitation pulsée et continue.

### 3.5.3 La Fluorescéine Dissodium

Pour caractériser plus en détail les propriétés de fluorescence de la Fluorescéine Dissodium, des expériences complémentaires ont été réalisées. En effet, la longueur d'onde d'excitation retenue de 532 nm est une longueur d'onde qui se situe très en marge de son spectre d'absorption. A cette longueur d'onde, le coefficient d'absorption molaire de la FL est donc très faible ( $\approx 500 \text{ cm}^{-1}/\text{M}$ ). Ceci implique d'utiliser des concentrations élevées en FL pour pouvoir disposer d'une intensité lumineuse suffisante permettant d'effectuer une mesure. Cependant, une concentration trop élevée en colorant peut conduire à des problèmes de réabsorption du signal de fluorescence (voir paragraphe 3.4.1). Cet effet est illustré figure 3.16, où sont superposés le spectre d'absorption de la Fluorescéine, le spectre d'émission à une concentration de  $C_{FL} = 10^{-6} \text{ mol/L}$  ainsi que ce même spectre d'émission à une concentration de  $C_{FL} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ mol/L}$ . Les deux spectres d'émission sont mesurés à travers une épaisseur optique de 2.5 mm. Il apparaît clairement que dans le cas de la concentration la plus élevée, le spectre d'émission est atténué du fait de la réabsorption notamment pour les longueurs d'ondes inférieures à 530 nm. D'une manière pratique, cela implique qu'il n'est pas possible d'utiliser une bande spectrale de détection en dessous de 530 nm afin de ne pas commettre des erreurs liées à la réabsorption et cela même pour des chemins optiques de quelques millimètres comme dans le cas d'une goutte. De plus, le coefficient d'absorption molaire

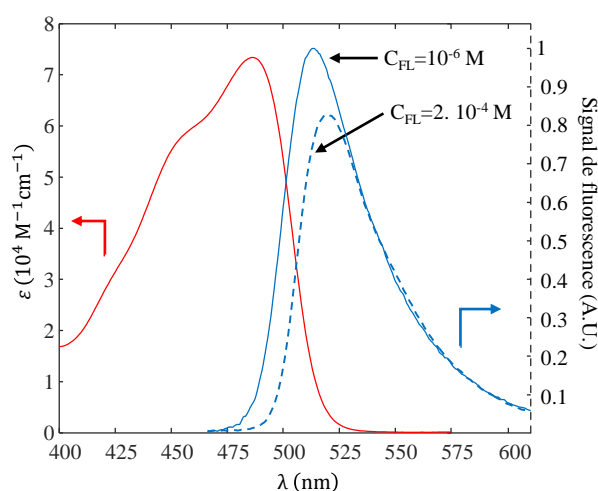


Figure 3.16 – Spectres d'absorption (rouge) et d'émission (bleu) de la Fluorescéine Dissodium pour deux concentrations molaires. Les spectres d'émission sont mesurés à travers une épaisseur optique de 2.5 mm. Expériences réalisées à 20°C et pH=5.6.

de la FL étant dépendant de la température [76], la sensibilité à la température sur une bande qui est partiellement réabsorbée sera modifiée, rendant la mesure impossible.

Coppetta et al. [76] ont mis en avant la forte dépendance de l'absorption de la FL au pH, dépendance qu'il a donc été nécessaire de vérifier. Une expérience a donc été menée afin d'estimer l'effet du pH sur l'émission fluorescente à température fixée. Pour deux températures  $T = 30 \text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $T = 60 \text{ }^{\circ}\text{C}$  et dans la même configuration que celle décrite au paragraphe 3.11, le pH de la

solution a été progressivement modifié à l'aide d'acide chloridrique (HCL) ou de soude (NaOH). L'évolution de l'intensité de fluorescences en fonction du pH est donnée sur la figure 3.17. La

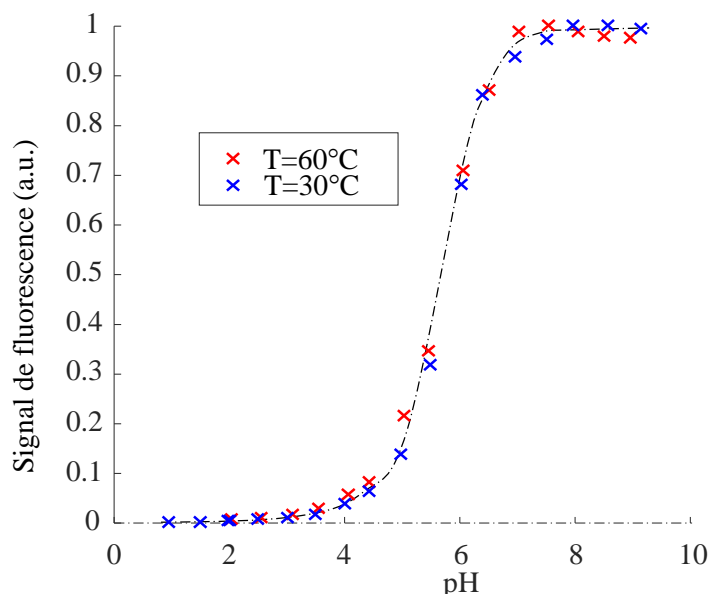


Figure 3.17 – Effet du pH sur l'émission fluorescente de la Fluorescéine pour deux températures. Expérience réalisée pour une concentration de FL de  $C_{FL} = 1.10^4 \text{ mol/L}$ .

forte dépendance de l'émission fluorescente évoquée par Coppeta et al. [76] apparaît clairement. Les températures étant fixées au cours de l'expérience, l'augmentation du signal de fluorescence traduit en fait l'augmentation de la section d'absorption de la solution. En réalité cela s'explique par les différentes formes protolytiques adoptées par la FL en solution aqueuse. En effet, l'équilibre des concentrations de ces différentes formes ( $FH_3^+$ ,  $FH_2$ ,  $FH^-$ ,  $F_2^-$ ) [80] est conditionné par le pH de la solution (figure 3.18). Cette sensibilité au pH rend nécessaire l'utilisation d'une solution tam-

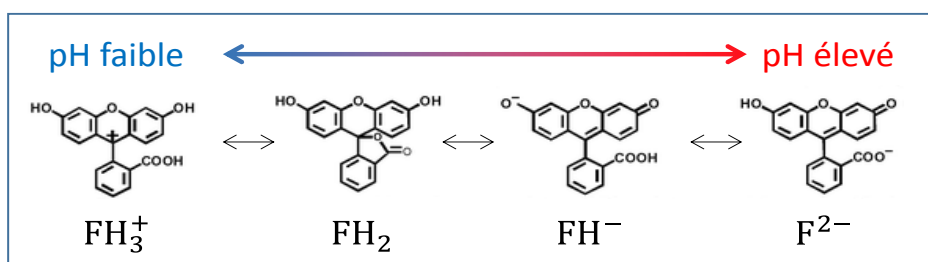


Figure 3.18 – Différentes formes ioniques de FL en solution.

pon afin de fixer celui-ci au cours des expériences. Pour cela, un tampon à base de phosphate a été utilisé, composé d'un mélange de 2.87g/L de di-hydrogénophosphate de potassium ( $KH_2PO_4$ ) et de 0.157g/L de di-sodium hydrogénophosphate ( $Na_2HPO_4$ ). Il permet de fixer le pH à une valeur de 5.6, ce qui permet à la fois d'obtenir un coefficient d'absorption molaire suffisant pour réaliser des mesures tout en conservant une bonne sensibilité à la température de ce dernier. En effet, pour

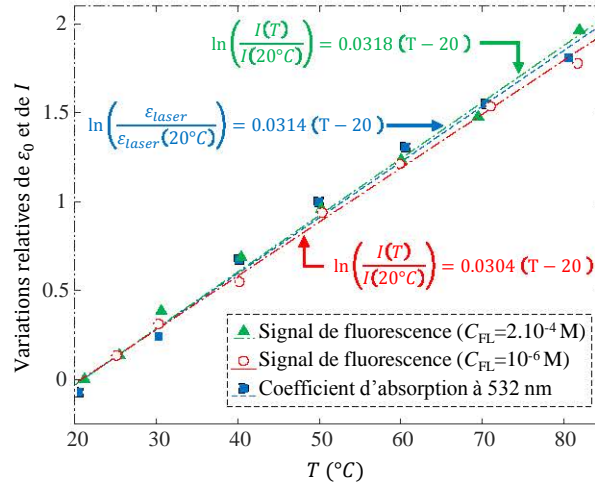


Figure 3.19 – Variations relatives de l'émission fluorescente et du coefficient d'absorption à 532 nm de la Fluorescéine Dissodium.

des pH élevés, il est apparu que la sensibilité du signal de fluorescence de la FL à la température diminuait drastiquement. Par exemple, pour pH=10, la sensibilité de l'émission à la température mesurée est  $s = 2.4 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  alors qu'elle est de  $s = 3.2 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  pour pH=5.6.

Pour justifier que la dépendance du signal de fluorescence de la FL est bien liée uniquement à la dépendance à la température de son coefficient d'absorption, une étude de ce coefficient en fonction de la température à pH fixé égal à 5.6 a été réalisée. L'évolution du coefficient d'absorption a par la suite été comparé à l'évolution du signal de fluorescence en fonction de la température. (figure 3.19). La sensibilité constatée sur l'émission ( $s = 3.18 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  pour  $C_{FL} = 2.10^{-4} \text{ mol/L}$  et  $s = 3.04 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  pour  $C_{FL} = 3.04.10^{-4} \text{ mol/L}$ ) est très proche de la sensibilité mesurée pour le coefficient d'absorption à 532 nm  $s = 3.14 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Ceci confirme donc l'hypothèse avancée concernant l'origine de la sensibilité de l'émission fluorescente de la FL à la température. En se référant au modèle à deux niveaux (voir paragraphe 3.3), il est possible d'expliquer pourquoi l'intensité d'excitation n'a pas d'impact sur la sensibilité de la Fluorescéine.

### 3.5.4 La méthode à deux couleurs

L'estimation de la température à partir de la mesure d'un signal de fluorescence n'est pas immédiate. En effet, il est difficilement envisageable d'utiliser l'intensité de fluorescence mesurée sur une seule bande spectrale pour estimer la température de fluide. En effet, celle-ci s'exprimant (d'après l'équation 3.6), en régime partiellement saturé, par :

$$I_\lambda(T) \propto C_0 \varepsilon_{laser}(T) V_c \phi_\lambda(T) \frac{I_{laser}}{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T)}}, \quad (3.20)$$

il apparaît que certains termes sont difficilement maîtrisables comme le volume de collection  $V_c$  ainsi que l'intensité d'excitation  $I_{laser}$ . Ces termes peuvent potentiellement varier au cours de l'ex-

périence, notamment du fait des déformations de la goutte pendant l'impact qui font varier l'intersection entre le volume liquide et l'excitation laser ainsi qu'à cause de la déformation de l'interface liquide-gaz qui entraîne une variation de la distribution de la densité locale d'énergie d'excitation dans la phase liquide.

Il convient alors d'utiliser une méthode à deux couleurs faisant intervenir deux bandes spectrales. En posant  $g_1(T) = \phi_{\lambda_1}(T)/\phi_{\lambda_1}(T_0)$  et  $g_2(T) = \phi_{\lambda_2}(T)/\phi_{\lambda_2}(T_0)$ , la variation des signaux de fluorescence détectés sur les deux bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  s'expriment alors comme :

$$\frac{I_{\lambda_1}(T)}{I_{\lambda_1}(T_0)} \propto \frac{V_{c,T}C_{1,T}}{V_c C_1} g_1(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_1(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}} \frac{\epsilon_{laser}(T)}{\epsilon_{laser}(T_0)}, \quad (3.21)$$

$$\frac{I_{\lambda_2}(T)}{I_{\lambda_2}(T_0)} \propto \frac{V_{c,T}C_{2,T}}{V_c C_2} g_2(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_2(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}} \frac{\epsilon_{laser}(T)}{\epsilon_{laser}(T_0)}. \quad (3.22)$$

Dans ces expressions,  $C_1$  et  $C_2$  représentent les concentrations initiales en espèces fluorescentes émettant respectivement sur les bandes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ,  $C_{1,T}$  et  $C_{2,T}$  sont les concentrations à l'instant de la mesure lorsque la température est égale à  $T$ .  $V_c$  représente le volume de collection,  $\epsilon_{laser}$  le coefficient d'absorption du colorant considéré à la longueur d'onde de l'excitation. Afin de mettre cette méthode en oeuvre, deux choix sont envisageables :

- **La méthode 1 colorant 2 bandes spectrales de détection** : Cette méthode utilise un seul colorant et deux bandes spectrales de détection qui sont choisies au sein de son spectre de fluorescence. L'évolution du rapport de fluorescence des deux bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  ne dépend alors plus de la variation du volume de collection  $V_c$  et si la concentration en colorant sur les deux bandes suit la même évolution, l'expression de la variation du rapport de fluorescence est alors :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} \propto \frac{g_1(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_1(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}}{g_2(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_2(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat}(T_0)}}} \quad (3.23)$$

Il est important de constater qu'en régime pulsé (à haute énergie d'excitation  $I_{laser}$ ) le rapport des intensités de fluorescence perd sa sensibilité à la température puisque :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} \xrightarrow{I_0 \rightarrow +\infty} 1 \quad (3.24)$$

Cela signifie qu'en pratique, pour réaliser des mesures en excitation pulsée l'utilisation d'un unique traceur pour effectuer une méthode 1 colorant et 2 bandes de détection est difficile. Cependant cette méthode a déjà été employée, notamment par Bruchhausen et al. [77] pour caractériser la température d'un jet d'eau turbulent monophasique en co-courant. Un autre inconvénient qui apparaît avec cette méthode est le déséquilibre de signal engendré par la

sélection de deux bandes spectralement éloignées dans le spectre d'émission du colorant. Cette situation est illustrée figure 3.20. qui représente les spectres d'émission et d'absorption

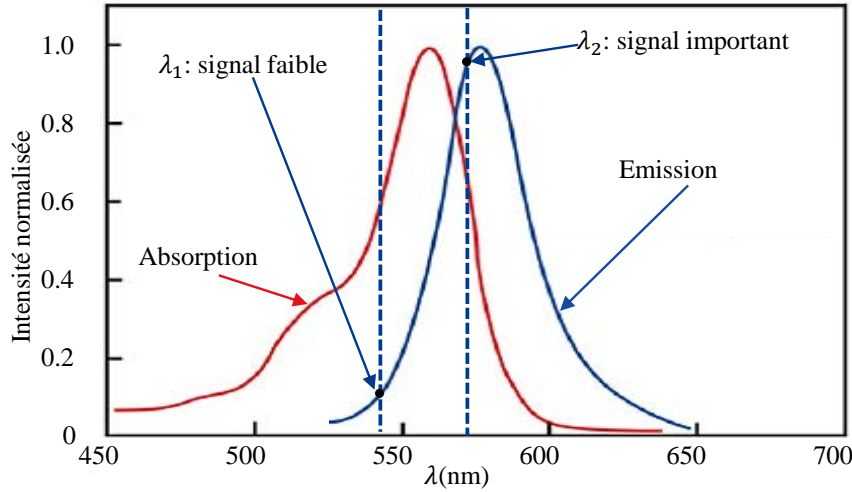


Figure 3.20 – Sélection de bandes (pointillées) pour la mesure de température par méthode 1 colorant et 2 bandes dans le cas de la rhodamine B. D'après Bruchhausen et al. [77]

de la rhodamine B en solution aqueuse ainsi que les bandes sélectionnées par Bruchhausen et al. [77] pour réaliser un rapport de fluorescence. Le déséquilibre constaté dans ce cas est de l'ordre de un pour dix, ce qui complique fondamentalement la mesure. En effet, pour compenser cet aspect il est nécessaire d'augmenter le gain des photo-détecteurs ou bien des caméras, ce qui introduit un bruit supplémentaire à la mesure. Il est également possible d'augmenter la concentration en traceur mais cela reste une solution limitée car l'ajout de colorant peut conduire à des problèmes de réabsorption qui peuvent s'avérer critiques pour la mesure.

De plus, cette méthode ne permet pas l'emploi de colorants dont la dépendance du signal de fluorescence est due à la variation du coefficient d'absorption avec la température (tels que la FL ou la FL 27) car cette dépendance est éliminée dans le rapport.

• **La méthode à 2 traceurs et 2 bandes** : Il est également possible d'utiliser deux colorants notés 1 et 2 ayant des concentrations différentes  $C_1$  et  $C_2$ . Il est alors possible d'écrire, de la même manière que pour l'équation 3.23, l'évolution du rapport des émissions des deux traceurs sur les bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  en fonction de la température sous la forme :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} \propto \frac{g_1(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat,1}(T_0)}}{1 + g_1(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat,1}(T_0)}} \cdot \epsilon_{laser,1}(T) / \epsilon_{laser,1}(T_0)}{g_2(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_{laser}}{I_{sat,2}(T_0)}}{1 + g_2(T) \cdot \frac{I_{laser}}{I_{sat,2}(T_0)}} \cdot \epsilon_{laser,2}(T) / \epsilon_{laser,2}(T_0)}, \quad (3.25)$$

$I_{sat,1}$  et  $I_{sat,2}$  étant les intensités de saturation des colorants 1 et 2 et  $\epsilon_{laser,1}$  et  $\epsilon_{laser,2}$  leurs

coefficients d'absorption molaire. Il a été montré expérimentalement que pour les traceurs présentés ici,  $I_{sat} \approx cste$ . Il est donc possible de réécrire la variation du rapport pour des énergies d'excitation élevées, ce qui, en considérant  $I_{sat,1} \approx I_{sat,2}$ , donne :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} \xrightarrow{I_{laser} \rightarrow +\infty} \frac{\epsilon_{laser,1}(T)/\epsilon_{laser,1}(T_0)}{\epsilon_{laser,2}(T)/\epsilon_{laser,2}(T_0)} \quad (3.26)$$

Il apparaît ainsi que ce rapport dépend toujours de la température et ce, même à haute énergie d'excitation. Ainsi, il convient de trouver un couple de traceurs dont les sensibilités en température des coefficients d'absorption sont opposées, ce qui aura pour effet d'exacerber la sensibilité du rapport ainsi défini. Un avantage de cette méthode réside également dans le choix des concentrations de chaque traceur. En effet, il est possible de choisir des concentrations de chaque espèce qui permettent d'équilibrer le signal de fluorescence entre les deux bandes.

L'utilisation d'une source pulsée (et donc de puissance élevée) afin de résoudre temporellement les mesures de température sera privilégiée dans ce travail : le choix de la méthode s'est donc porté sur une méthode ratiométrique avec utilisation de deux colorants.



### 3.5.5 Les risques de conflit spectraux

L'emploi de deux colorants nécessite des précautions particulières. Comme le décrivent Coppeta et al. [76], trois sources majeures d'erreur, appelés conflits, peuvent apparaître lorsque deux colorants fluorescents sont employés pour mesurer la température par méthode à 2 colorants et 2 bandes spectrales de détection. Il peut y avoir un chevauchement de l'émission des deux traceurs sur la même bande (Conflit de type I). Dans une seconde situation, il peut y avoir absorption de l'émission de l'un des deux traceurs par le second dont le coefficient d'absorption ne dépend pas de la température (Conflit de type II) ou encore, dans un troisième cas, il peut y avoir absorption de l'émission de l'un des deux traceurs par le second dont le coefficient d'absorption est thermo-dépendant (Conflit de type III). Ces trois conflits ainsi que des pistes pour y remédier ou les éviter sont résumés dans le tableau 3.2. Expérimentalement, il est souvent difficile de gérer la totalité de ces conflits car lorsqu'une seule source laser est utilisée pour l'excitation des deux traceurs, cela implique que ces derniers ne peuvent pas être spectralement très éloignés. Il arrivera donc souvent que des conflits de type I ou II subsistent. Seul le conflit de type III, réellement critique pour la mesure, est à éviter totalement. Afin de limiter ces conflits, il est possible, outre le choix des colorants, de limiter leur concentration. Ainsi, pour un chemin optique donné, il est possible de négliger les effets de ces conflits.

Type de conflit	Solution
<b>Conflit de type I</b> : Chevauchement de l'émission	Changer de colorant ou améliorer le choix des bandes
<b>Conflit de type II</b> : Réabsorption de l'émission d'un colorant par le second dont l'absorption n'est pas sensible à la température	Effectuer une prise de référence à chemin optique identique au chemin de l'expérience.
<b>Conflit de type III</b> : Chevauchement du spectre d'émission du colorant 1 et du spectre d'absorption du colorant 2 avec sensibilité de l'absorption du colorant 2 à la température	Choisir d'autres colorants

Table 3.2 – Résumé des conflits spectraux pouvant engendrer des erreurs de mesure. D'après Coppeta et al. [76]

### 3.5.6 Colorants sélectionnés

Ce travail réalisé en amont sur les colorants a permis de dégager un couple de traceurs présentant des caractéristiques intéressantes pour la mesure de la température par méthode à deux colorants et deux bandes de détection. Ainsi, les deux traceurs sélectionnées sont la Fluorescéine Dissodium et la Sulforhodamine 640 (SRh640). Cette dernière a pour particularité de n'être que très peu sen-

sible à la température ( $-0.06\%/^{\circ}\text{C}$ ). En revanche, son spectre d'émission étant fortement décalé vers le rouge (émission maximale à 602 nm), elle permet, associée à la Fluorescéine Dissodium, de pouvoir sélectionner des bandes d'émission suffisamment éloignées pour limiter fortement le chevauchement des émissions des traceurs dans ces bandes. Les spectres du mélange de colorants ainsi que les bandes retenues sont présentées sur la figure 3.21. Il apparaît d'après cette figure que la

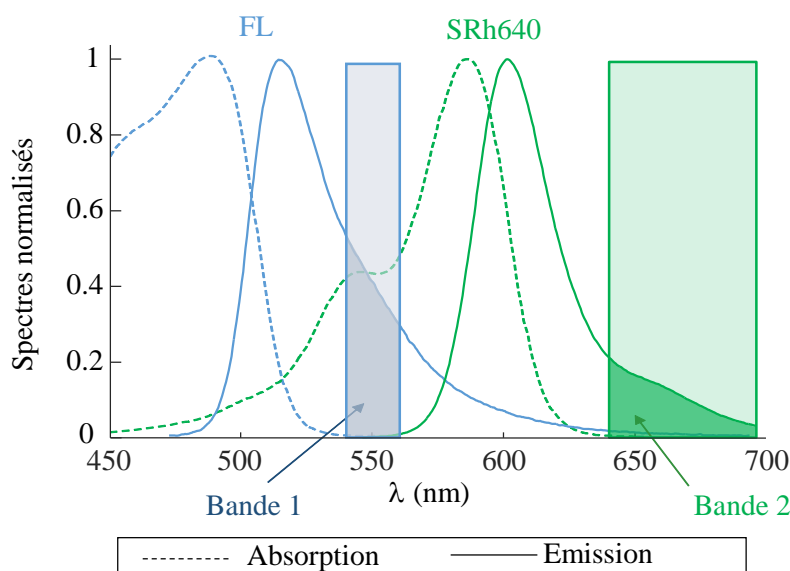


Figure 3.21 – Spectres d'émission et d'absorption des colorants (FL et SRh640) choisis pour la mesure de la température des gouttes. Illustration des bandes spectrales retenues pour l'application de la méthode ratiométrique.

Sulforhodamine est susceptible de réabsorber l'émission fluorescente de la Fluorescéine. Ce conflit de type II peut être évité en diminuant suffisamment la concentration de SRh640 pour rendre cette réabsorption négligeable sur un chemin de quelques millimètres (représentatif du chemin optique à l'intérieur de gouttes millimétriques). Ainsi la concentration de Sulforhodamine 640 a été fixée à  $C_{SRh640} = 0.7 \cdot 10^{-6}$  mol/L. A cette concentration, l'absorption sur un chemin de 5 mm n'excède pas 2%. La concentration en Fluorescéine a été fixée à  $C_{FL} = 2 \cdot 10^{-4}$  mol/L, afin d'équilibrer les signaux de fluorescence sur les deux bandes lorsque la solution est à 20 °C. Bien qu'étant très concentrée la FL n'est pas susceptible de réabsorber la SRh640 car son spectre d'absorption est très éloigné du spectre d'émission de la SRh640. Pour éviter les effets liés à la variation du pH dans la solution de colorants, ce dernier est fixé à une valeur de pH=5.6 à l'aide de la solution tampon décrite au paragraphe 3.5.3. Le choix des bandes utilisées pour effectuer le rapport de fluorescence est le suivant :

- Bande 1 [540 nm -560 nm] : seule l'émission fluorescente de la FL contribue sur cette bande. Sur cette bande, l'émission de FL est réabsorbée par la SRh640 (ayant un coefficient d'absorption moyen de  $\epsilon \approx 80000 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$  sur la bande)
- Bande 2 [ $> 640$  nm] : L'émission de SRh640 y est prédominante. Cependant, l'émission de

la FL n'y est pas totalement négligeable. Il existe donc un conflit de type I sur cette bande. La Fluorescéine Dissodium et la Sulforhodamine étant des molécules lourdes, elles ne sont pas susceptibles de s'évaporer au cours de l'expérience, c'est pour cette raison que leur rapport de concentration peut être considéré comme constant dans l'expérience. Si, de plus, la réabsorption sur la bande 1 est négligée, alors le rapport des intensités des fluorescence sur les deux bandes peut s'écrire, en régime saturé :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} = \frac{\epsilon_{laser,FL}(T)/\epsilon_{laser,FL}(T_0)}{\epsilon_{laser,SRh640}(T)/\epsilon_{laser,SRh640}(T_0)} \quad (3.27)$$

De plus, Coppeta et al. [76] ont montré que le coefficient d'absorption de la Sulforhomanine 640 ne dépend pas de la température (Figure 3.22). Il est donc possible de déduire l'évolution du rapport

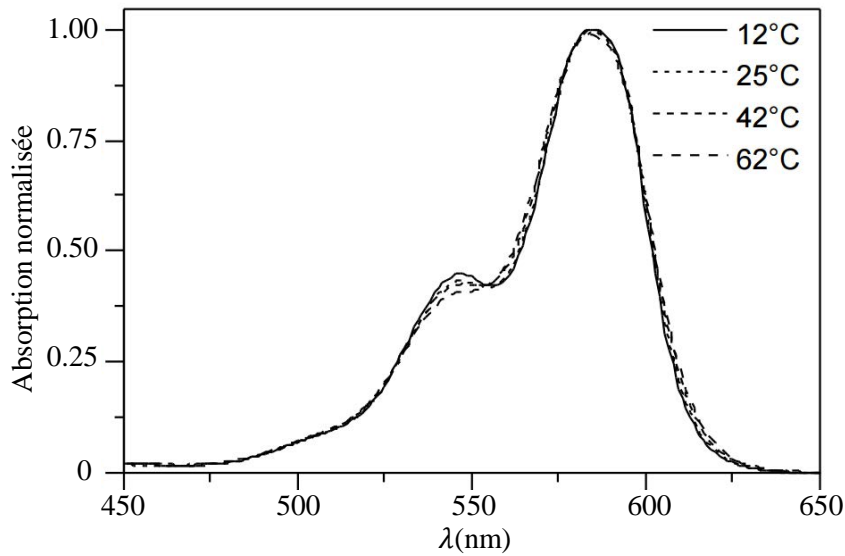


Figure 3.22 – Evolution du spectre d'absorption de la SRh640 pour différentes températures. D'après Coppeta et al. [76].

de fluorescence des bandes ainsi choisies :

$$\frac{R(T)}{R(T_0)} = \frac{\epsilon_{laser,FL}(T)}{\epsilon_{laser,FL}(T_0)} \quad (3.28)$$

### 3.6 Application à la mesure de la température des gouttes

#### 3.6.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser des mesures de la température de gouttes impactant une paroi chauffée en régime d'ébullition en film est composé de trois parties importantes.

La première partie est le dispositif d'injection des gouttes présenté au paragraphe 2.5. Ce dispositif

permet de faire impacter des gouttes à la température et la vitesse souhaitée sur un substrat en saphir porté à haute température.

La seconde partie est composée d'un laser impulsionnel Nd :YAG à 532nm (Quantel Brillant B) délivrant une énergie maximale de 450 mJ/impulsion et possédant une durée d'impulsion de  $dt = 5$  ns. Le faisceau laser étant plus gros que les gouttes (diamètre de 8 mm) celui-ci les éclaire en totalité. Ramené à un flux surfacique, l'intensité d'excitation produite par le laser est très élevée ( $>100\text{MW}/\text{cm}^2$ ). Le régime de fluorescence peut ainsi être considéré comme saturé à chaque impulsion du laser. Cette fluorescence est donc uniforme à l'intérieur des gouttes puisque du fait de son caractère saturé, elle ne dépend plus de l'intensité de l'excitation. La fréquence de répétition de ce type de laser étant limitée (10 Hz), il n'est pas possible d'obtenir une résolution temporelle suffisante pour résoudre le transitoire de l'échauffement de la goutte dont le temps caractéristique est de l'ordre de 10 ms. Il est cependant possible de reconstruire cette évolution, à partir de plusieurs gouttes déphasées dans le temps, grâce à la très grande reproductibilité du phénomène (voir 2.1).

La troisième partie est constituée de la chaîne de collection de la fluorescence. Celle-ci est composée d'un objectif (SIGMA APO MACRO 150mm F2.8 EX DG OS HSM équipé d'un doubleur) derrière lequel une pellicule séparatrice est placée (Figure 3.23). Deux caméras (Allied Vision Tech

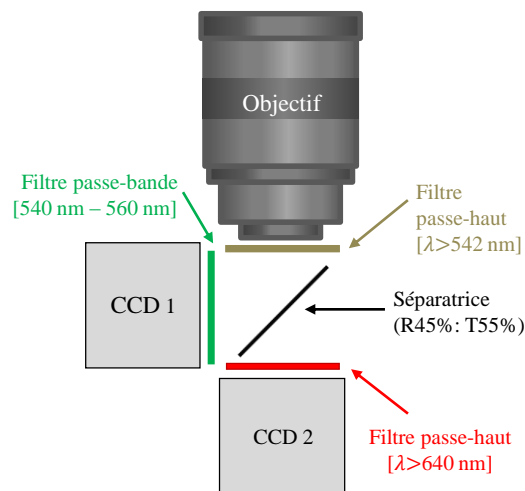


Figure 3.23 – Dispositif de détection optique

Prosilica GT3300 B/C GigE Camera 3296 x 2472, 12 bits, 5.5  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ ) sont ensuite utilisées pour réaliser l'image du champ de fluorescence. Ces caméras sont équipées de filtres interférentiels permettant de sélectionner uniquement les longueurs d'ondes des bandes spectrales de fluorescence choisies. Dans ce système de détection, une pellicule séparatrice (d'une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$ ) est employée pour éviter la présence d'images "fantômes" provenant des réflexions multiples présentes lors de l'emploi de lames séparatrices classiques (d'une épaisseur généralement de l'ordre du millimètre). Lors des expériences, deux configurations d'imagerie sont possibles (figure 3.24). Elles permettent d'obtenir, au choix, une vue de dessous de la goutte lors de l'impact (configuration a)

ou bien une vue de côté (configuration *b*). Ceci est rendu possible par l'ajout d'un miroir à 45° placé en dessous du support chauffant, qui permet, selon la configuration choisie, soit de renvoyer le signal de fluorescence vers les caméras, soit de renvoyer le laser en direction de la goutte.

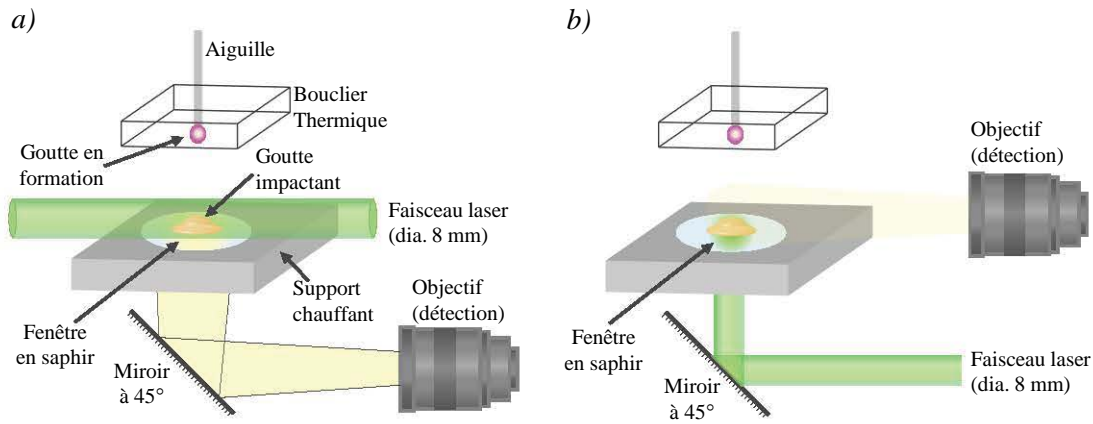


Figure 3.24 – Configurations d'imagerie. *a*) : Vue de dessous. *b*) : Vue de côté.

### 3.6.2 Traitement d'images et mesures quantitatives

Pour obtenir des images quantitatives à partir du signal de fluorescence collecté par les caméras, un traitement des images est nécessaire. Les étapes de ce traitement sont décrites par Dunand et al. [2] :

- Correction, si nécessaire, de la non-linéarité de la réponse des caméras. En effet, pour que la mesure soit valable il faut s'assurer qu'il y a une linéarité parfaite entre le flux lumineux reçu par la caméra et les niveaux numériques affichés.
- Correction des aberrations chromatiques et géométriques induites par la chaîne de détection (objectif, filtres).
- Re-positionnement des images par paire car les deux caméras n'ont potentiellement pas exactement le même champ de vision.
- Conversion du rapport de fluorescence en une température, ce qui est effectué via une calibration réalisée au préalable ainsi qu'à l'aide d'une prise de référence à température connue.

Dans le cas des caméras utilisées, aucune correction de non-linéarité n'est nécessaire. En effet, des tests ont été menés pour vérifier la linéarité des niveaux numériques de la caméra avec le flux reçu. Pour cela, les caméras ont été placées devant une source de lumière blanche (LED) préalablement diffusée devant laquelle des densités optiques neutres ont été placées afin d'atténuer le flux reçu de façon contrôlée. Les résultats de ce test (Figure 3.25) attestent de la linéarité des caméras. L'objectif utilisé n'engendrant par d'aberrations optiques il n'a pas été nécessaire de mettre en place une correction. Seule une correction de champ plat (permettant de corriger les défauts de vignettage

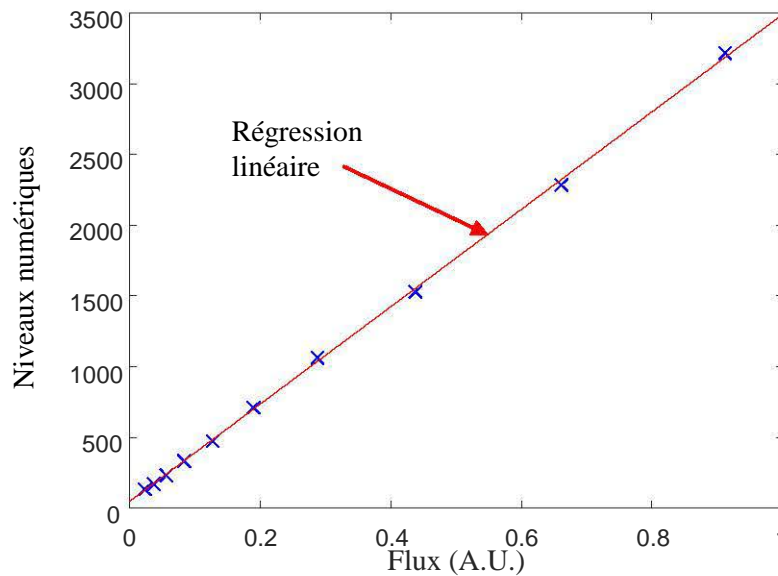


Figure 3.25 – Évolution des niveaux numériques de la caméra GT3300 en fonction du flux lumineux incident.

et de chromaticité) a été réalisée à partir d’une source blanche diffuse. Pour cela un panneau de LED diffus et uniforme est placé devant l’objectif. Le rapport des images obtenues sur les deux caméras constitue alors une correction de champ plat qu’il faudra appliquer par la suite aux images de fluorescence.

### 3.6.3 Correspondance entre les pixels

Un décalage de quelques pixels peut subsister entre les deux caméras et ce même en prenant soin d’aligner au mieux le dispositif optique. Une procédure de calibration spatiale des images, similaire à celle présentée par Sakakibara et al. [81], doit être mise en place. Une grille régulière de points (diamètre 50  $\mu\text{m}$ , espacés de 125  $\mu\text{m}$ ) est positionnée dans le plan focal des caméras. Un algorithme de détection est ensuite appliqué pour trouver les coordonnées des centres des points de chaque image. Une fonction polynomiale d’ordre 3 est ensuite utilisée pour obtenir une correspondance parfaite entre les pixels des deux caméras. Le nombre de points de contrôle offerts par cette méthode assure une très bonne superposition des images sur l’intégralité du champ de vision (figure 3.26). Ainsi, l’erreur de positionnement estimée est de l’ordre de 10  $\mu\text{m}$ . Cette erreur est de l’ordre de la résolution spatiale des images, ce qui est un critère suffisant pour ne pas introduire de biais significatif dans la mesure. Cette correction doit évidemment être ré-itérée à chaque changement de mise au point ou de distance de travail. Le polynôme d’ordre 3 identifié par cette méthode sera par la suite appliqué à toutes les images de fluorescence avant de réaliser le rapport des images permettant la détermination de la température.

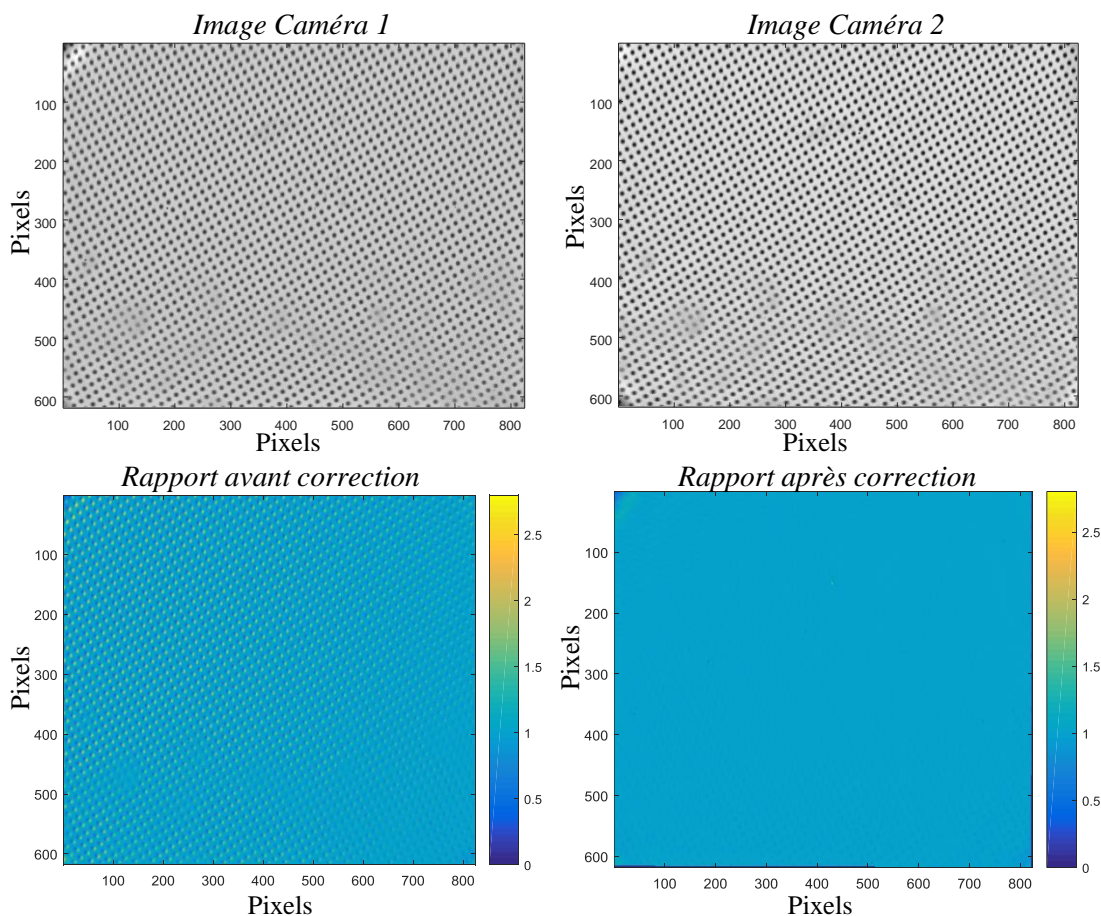


Figure 3.26 – Exemple d’images utilisées pour la correction de la correspondance entre pixels. Effet de la correction sur le rapport des images.

### 3.6.4 Calibration en température et concentration des traceurs

Le rapport de fluorescence  $R$ , calculé en divisant les images des deux caméras entre elles, est converti en température à l’aide d’une courbe de calibration. Dans le cas présenté ici, la courbe de calibration est obtenue dans une cuve de 200 mL dans laquelle est placée la solution de colorants fluorescents qui est progressivement chauffée de 20 à 80 °C. Après l’application des différentes corrections, le rapport des images obtenues sur chacune des bandes spectrales est réalisé. L’évolution de ce rapport de fluorescence avec la température est tracé sur la figure 3.27.

La figure 3.27.a) correspond à un mélange de colorants tels que  $C_{SRh640} = 0.7 \cdot 10^{-7}$  mol/L et  $C_{FL} = 2 \cdot 10^{-4}$  mol/L, qui est le mélange qui sera utilisé par la suite pour réaliser les mesures sur les gouttes. La sensibilité du rapport de fluorescence dans cette configuration a été évalué à 2.7%°C, ce qui est légèrement inférieur à la sensibilité attendue d’après l’équation 3.28. Cet écart est dû à une émission résiduelle de la FL sur la bande spectrale de la SRh640. Pour ces concentrations, des tests ont révélé que l’émission de FL est de l’ordre de 2.9% du signal sur la bande [ $\lambda > 640$  nm]



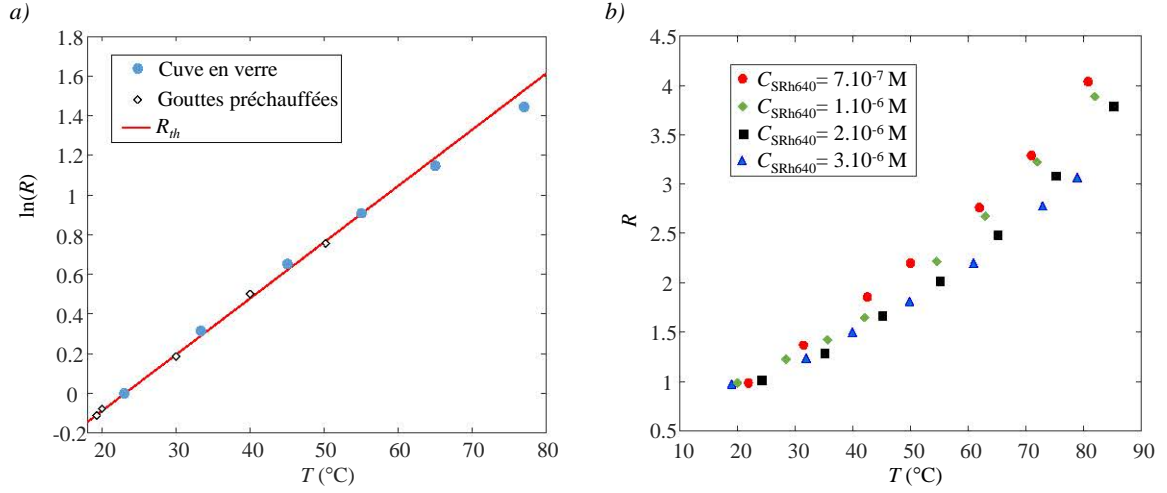


Figure 3.27 – Évolution du rapport de fluorescence  $R$  avec la température.  $R$  est normalisé pour être égal à 1 à 23 °C. (a :  $C_{SRh640} = 0.7.10^{-7}$  mol/L et  $C_{FL} = 2.10^{-4}$  mol/L, b :  $C_{FL} = 2.10^{-4}$  mol/L)

à 20 °C. L'équation 3.28 peut ainsi être réécrite en tenant compte de cette contamination, qui se traduit par un rapport de fluorescence théorique  $R_{th}$ , tel que :

$$R_{th} = \frac{F}{(1 - 0.029) + 0.029F} \quad (3.29)$$

avec  $F = \exp(s(T - 20))$  et  $s = 3.1\%/^{\circ}C$ . L'évolution de  $R_{th}$  est tracée en figure 3.27.a) et est en très bon accord avec l'expérience. Une légère inflexion est cependant observable au delà de 60 °C sur les résultats expérimentaux qui n'existe pas en théorie. Cette déviation est liée à la dégradation irréversible que subit la SRh640 lorsqu'elle est chauffée au dessus de 60°C. Ce processus de dégradation est illustré en Figure 3.28. Lorsque la SRh640 est placée dans un environnement chaud, une diminution de l'intensité de fluorescence est observée au cours du temps. Il est également important de préciser qu'une diminution du signal de fluorescence de la SRh640 a également été mesurée dans le cas d'une illumination continue de la solution ainsi que lorsque celle-ci est soumise à des tirs lasers répétés. Cependant ces effets ne sont visibles que lorsque la SRh640 est en présence de la FL, aucun effet n'ayant été mesuré dans le cas des colorants pris séparément. Des précautions particulières ont donc été prises pour réaliser les calibrations présentées, qui se traduisent par une limitation du nombre de tirs laser ainsi qu'une agitation permanente de la solution. Pour valider l'équation 3.29 des gouttes ont également été préchauffées avant leur détachement de l'aiguille et le rapport de fluorescence associé a été estimé à partir d'images des gouttes prises en vol. Là encore, il existe un très bon accord entre l'évolution théorique du rapport et l'expérience. Cependant, cette expérience est limitée à une température d'injection de 50 °C pour éviter l'effet de la dégradation thermique de la solution. Un autre point à noter concernant le couple de traceur employé est une perte de sensibilité du rapport de fluorescence à la température à haute concentration de SRh640 du fait des transferts d'énergies résonnant entre les espèces. L'émission de la FL est alors



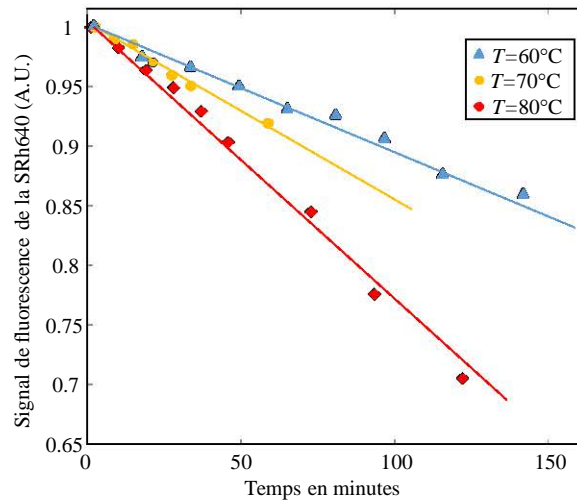


Figure 3.28 – Illustration de la dégradation thermique de la SRh640. Évolution du signal de fluorescence en fonction du temps pour 3 températures de solution différentes.

absorbée par la SRh640 qui émet un signal de fluorescence en retour. Des transferts non-radiatifs peuvent également avoir lieu entre les différentes espèces. Ces transferts sont dus à un mécanisme de couplage dipôle-dipôle qui est appelé transfert d'énergie par résonance de type Förster (FRET) [82]. Une des conditions pour qu'un couple de colorants subisse de la FRET est l'existence d'un chevauchement entre le spectre d'émission du donneur et le spectre d'absorption du receveur. Dans le cas présenté ici, la FL peut induire une émission fluorescente de la SRh640 par un mécanisme de FRET. L'efficacité de la FRET est extrêmement sensible à des petites variations de concentration des espèces, lorsque les distances entre donneur et accepteur approchent la distance de Forster  $r_f$ . La fraction d'énergie  $e_f$  transférée par FRET peut être exprimée par :

$$e_f = \frac{1}{1 + (r/r_f)^6} \quad (3.30)$$

Le rayon  $r_f$  est typiquement de l'ordre de quelques nanomètres. En principe,  $r_f^6 \sim J_f$  avec  $J_f$  l'intégrale du chevauchement pondéré par  $\lambda^4$  entre le spectre d'émission du donneur  $f_D(\lambda)$  et d'absorption du receveur  $\epsilon_A(\lambda)$  [82] :

$$J_f = \frac{\int f_D(\lambda) \epsilon_A(\lambda) \lambda^4 d\lambda}{\int f_D(\lambda) d\lambda}. \quad (3.31)$$

Les transferts d'énergie entre les formes excitées de FL et de SRh640 sont pénalisants pour la mesure. Cela peut être observé en augmentant la concentration de SRh640 et en conservant la concentration de FL à  $C_{FL} = 2.10^{-4}$  (Figure 3.27.b)). Au lieu d'augmenter la sensibilité du rapport de fluorescence à la température (du fait qu'augmenter la concentration  $C_{SRh640}$  revient à diminuer la contribution de la FL sur la bande contaminée) il apparaît que la sensibilité diminue. Ce phénomène n'est pas lié à la réabsorption de l'émission de la FL par la SRh640, car il s'avère qu'à ces concentrations, le rapport de fluorescence n'est pas affecté par la réabsorption sur plusieurs centi-

mètres. Il s'agit donc très certainement d'un effet induit par la FRET. D'autres cas de FRET entre de la FL et plusieurs types de rhodamines sont rapportés dans la littérature pour des concentrations du même ordre de grandeur. [83]

## 3.7 Incertitudes et biais de mesure

### 3.7.1 Incertitudes de mesure

Le bruit d'acquisition sur les images est à l'origine d'incertitudes sur la mesure de la température. Le bruit de lecture des caméras utilisées n'augmente que très faiblement avec le flux lumineux. Ce bruit passe de 10 à 40 niveaux de gris pour une augmentation de 300 à 4096 niveaux. La figure 3.29 représente l'évolution de l'écart-type relatif du bruit des caméras en fonction des niveaux de gris. L'effet du binning, conduisant à la création de "superpixels" a pour effet de diminuer le bruit de lecture. Ainsi, lorsqu'un binning  $a \times b$  est utilisé, l'écart-type de la mesure est divisé par  $\sqrt{a \times b}$ . Étant donné qu'il n'existe pas de moyen simple d'estimer l'écart-type d'un rapport de deux va-

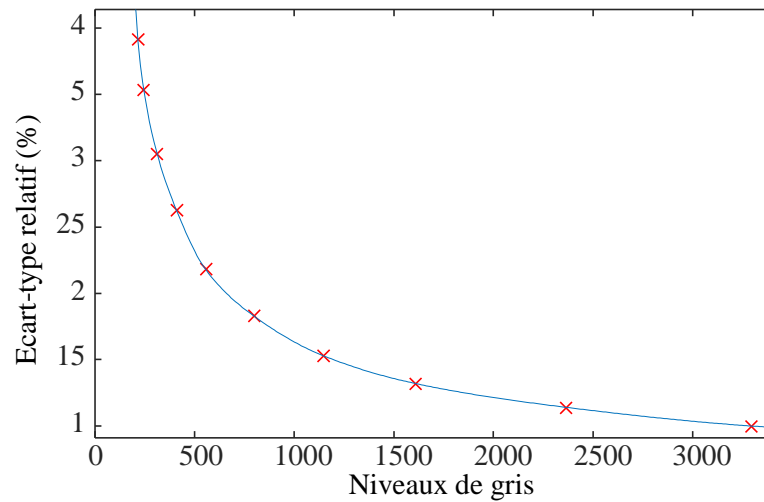


Figure 3.29 – Évolution de l'écart-type relatif des caméras en fonction des niveaux de gris.

riables aléatoirement distribuées, un générateur de nombres aléatoires a été utilisé pour évaluer l'erreur induite par le bruit de lecture des caméras et la manière dont celle-ci se propage jusqu'à l'estimation de température. Pour cela, en notant  $I_1$  et  $I_2$  les niveaux du signal mesuré respectivement par un pixel de chacune des caméras, deux séries de 10000 nombres aléatoires, suivant une distribution normale, ont été générés. Les valeurs moyennes de ces séries sont respectivement prises égales à  $I_1$  et  $I_2$  et leur écart-type est fixé pour respecter celui du bruit des caméras. Pour chaque couple de nombres des deux séries ainsi générées, le rapport est calculé et la température estimée. L'écart-type  $\sigma_T$  de la température peut alors être calculé sur l'ensemble de ces valeurs. La figure 3.30 montre des images de  $\sigma_T$  obtenues par cette méthode, correspondant à des images de gouttes vue de côté et vue de dessous. Il apparaît que l'incertitude la plus importante se situe

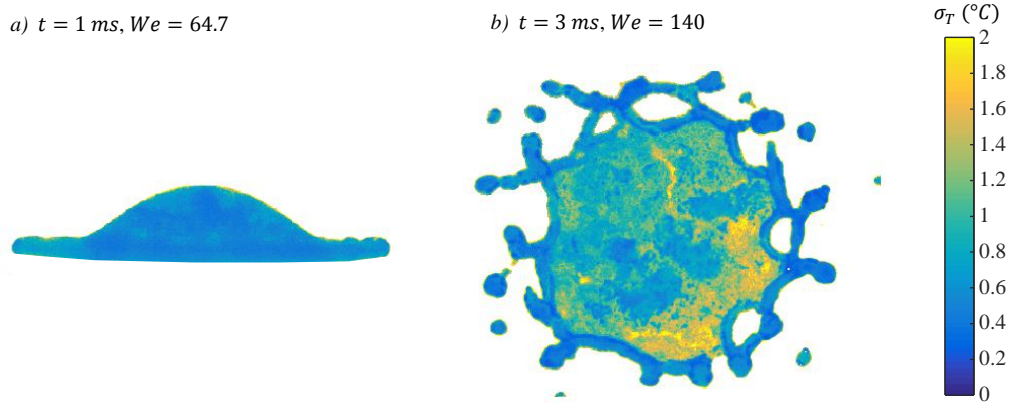


Figure 3.30 – Écart-type estimé dans le cas d'un impact de goutte vu de côté (a) : binning=4x4 et vu dessous (b) : binning=8x8

dans la lamelle, pour le cas d'un nombre de Weber de 140 (Fig 3.30 b)). En effet dans ce cas, la lamelle fluide étant très fine (quelques dizaines de micromètres), le signal de fluorescence collecté est faible, ce qui conduit à une augmentation de l'écart-type relatif et donc à une incertitude plus importante sur la température estimée, l'incertitude maximale étant alors de 2°C dans le cas présenté ici. Dans la grande majorité des cas, l'incertitude sera de l'ordre de 1°C comme cela est le cas sur la figure 3.30.

Une seconde source d'incertitude est liée à l'incertitude sur la prise de référence qui induit une erreur absolue (de  $\pm 0.5^\circ\text{C}$ ) sur la température estimée par la suite, sans pour autant impacter la mesure de l'échauffement, celui-ci étant relatif à cette température de référence.

Une troisième source d'incertitude provient de l'erreur sur calibration que l'on peut estimer. Sur la base de plusieurs expériences, il est possible de montrer que l'incertitude sur la sensibilité  $\Delta s$  du mélange est de l'ordre de 0.05%/°C. Il est donc possible d'estimer l'erreur  $\Delta T$  sur la température estimée par l'équation :

$$\exp [s.(T_m - T_0)] = \exp [(s + \Delta s).(T_m + \Delta T - T_0)] , \quad (3.32)$$

avec  $T_m$  la température mesurée et  $T_0$  la température considérée pour la prise de référence. Cette expression permet d'écrire :

$$\Delta T = \frac{\Delta s}{s + \Delta s} |T_m - T_0|. \quad (3.33)$$

En prenant pour valeur de  $s$  la valeur correspondant à la solution de colorants considérés ici à savoir  $s = 2.7\%/^\circ\text{C}$ , et  $T_m = 90^\circ\text{C}$  (la limite haute des température mesurées expérimentalement), il est possible d'estimer une erreur de l'ordre de  $\pm 1.2^\circ\text{C}$ . Pour la plupart des mesures réalisées,  $T_m$  étant souvent inférieur à  $75^\circ\text{C}$ , l'erreur engendrée par la courbe de calibration sera inférieure à cette valeur, de l'ordre de  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

### 3.7.2 Résonances morphologiquement dépendantes et autres phénomènes pénalisants

Du fait de la géométrie particulière des gouttes avant et pendant leur impact sur la paroi chaude, certains biais de mesure sur la température peuvent apparaître.

Le premier biais est constitué par un phénomène appelé résonances morphologiquement dépendantes (MDR). Ces résonances apparaissent lorsque des rayons lumineux correspondant à de la fluorescence, sont piégés au voisinage de la surface de la goutte par des phénomènes de réflexions totales et tournent en s'amplifiant du fait d'interférences constructives lorsque le chemin optique parcouru est égal à un nombre entier de la longueur d'onde piégée. Puis l'émission simulée devient dominante et donne lieu à un effet laser local. Ce phénomène apparaît dans notre cas sur la bande de détection de la SRh640 car l'émission fluorescente sur cette bande [ $>640\text{nm}$ ] n'est pas réabsorbée par le mélange de colorants. Ainsi, des points très intenses nettement visibles sur le champ de fluorescence (Figure 3.31  $t < 0$ ) sont observables. Cela n'est pas observable sur la bande de la FL [ $540\text{nm}-560\text{nm}$ ] du fait de la réabsorption qu'elle subit de la part de la SRh640. Ce phénomène pose un problème notamment pour la prise d'un rapport de fluorescence de référence. Ce phénomène, visible sur les images, n'apparaît que lorsque la goutte est parfaitement sphérique et en pratique, disparaît dès qu'il y a contact entre la goutte et la paroi rendant la prise de référence possible. La référence est donc prise pour  $t = 0^+$ , ce qui permet de s'affranchir des MDR.

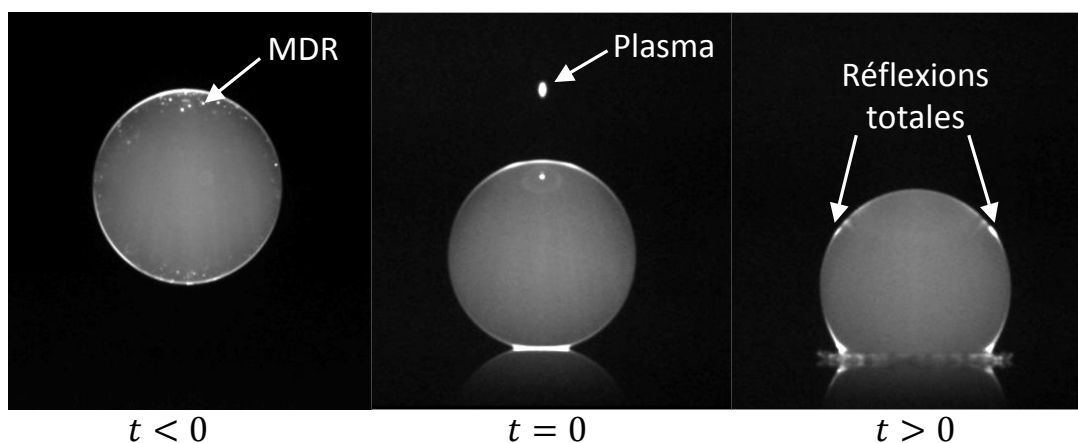


Figure 3.31 – Signal de fluorescence de la bande de SRh640 à différents instants. Illustration de la disparition des MDR lors du contact entre la goutte et la paroi ainsi que des phénomènes tels que la création d'un plasma ou des réflexions totales.

D'autres phénomènes peuvent également perturber les prises de référence et la mesure plus généralement. Sur la Figure 3.31, pour  $t = 0$ , un point très lumineux en dehors de la goutte est visible. Il s'agit en fait d'un plasma créé par la focalisation du laser par la goutte qui agit comme une lentille sphérique. La densité d'énergie au point focal (situé quelques millimètres en dehors de la goutte) est alors suffisante pour induire une ionisation spontanée de l'air et ainsi produire de la lumière. Expérimentalement, ce phénomène est accompagné d'un bruit de claquage très nettement audible

lors du tir laser.

Après le contact avec la paroi, lorsque  $t > 0$ , un troisième phénomène correspondant à des réflexions totales peut apparaître. Ces réflexions induisent une erreur de localisation du signal. Ainsi, lorsqu'une goutte est observée de côté, le bas de la goutte peut se refléter dans la partie supérieure donnant ainsi l'illusion que le signal est émis par cette partie supérieure (figure 3.31). Lors de l'observation par dessous, un effet similaire peut se produire (voir fig. 3.8). Il est à noter que cet effet de "mirage" n'affecte pas la mesure de la température mais seulement sa localisation dans l'espace.

### 3.8 Illustration par un résultat expérimental

Grâce à cette technique de mesure, il a été possible de mesurer des champs de température à l'intérieur des gouttes lors de leur impact sur une paroi chaude en régime d'ébullition en film. Cette mesure est résolue à la fois spatialement et temporellement et permet d'obtenir des informations essentielles en vue d'une modélisation des transferts de chaleur et de masse. La figure 3.32 montre un exemple des champs de température obtenus par cette technique, dans le cas d'un éclatement (fragmentation de la lamelle fluide).

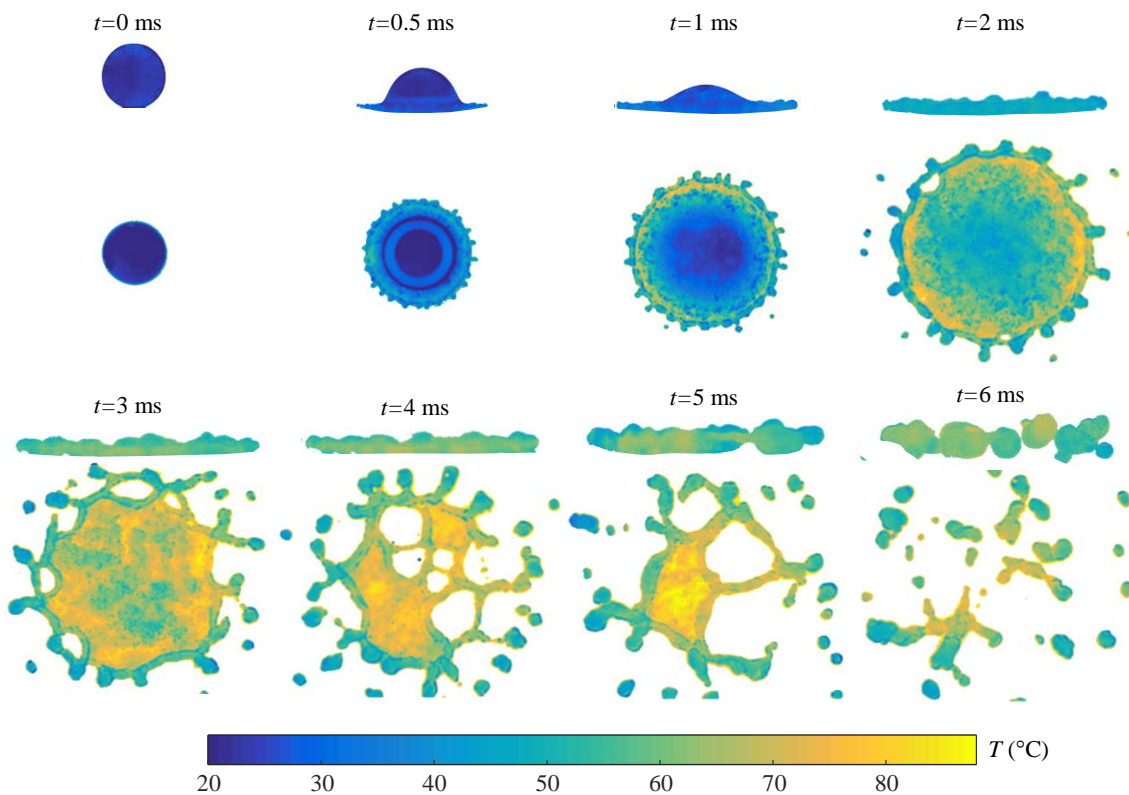


Figure 3.32 – Évolution du champ de température d'une goutte d'eau de 2.5 mm de diamètre impactant sur une paroi à 600°C à un nombre de Weber d'impact de 140. Vue de côté (dessus) et vue du dessous (dessous)

Il apparaît dans le cas présenté que l'échauffement est très rapide, s'étalant sur une durée de  $t = 4$  ms. Pendant l'étalement, une élévation de température plus importante se distingue au centre de la lamelle là où l'épaisseur du liquide est très faible. La température moyenne de la goutte après fragmentation se situe aux alentours de 60 °C.



## Chapitre 4

# Mesure de température par thermographie infrarouge

### Sommaire

---

<b>4.1 Principe de la mesure</b>	<b>102</b>
<b>4.2 Dispositif expérimental pour la mesure du flux et de la température de paroi</b>	<b>103</b>
4.2.1 Le substrat chauffé	103
4.2.2 Dispositif expérimental pour la mesure de température par infrarouge	103
<b>4.3 Modèle de conduction</b>	<b>107</b>
4.3.1 Le régime permanent	107
4.3.2 Le régime transitoire	111
<b>4.4 Validation de l'inversion en régime transitoire</b>	<b>115</b>
<b>4.5 Illustration par un résultat expérimental</b>	<b>119</b>

---

La thermographie infrarouge (IR) est une technique de mesure de température qui possède de nombreux avantages. Le premier d'entre eux est qu'il s'agit d'une mesure non intrusive. Il est donc possible de caractériser l'évolution de la température d'un système sans intervenir sur ce dernier. Cette mesure étant basée sur la mesure instantanée d'un flux de photons dans le domaine IR, elle permet d'accéder à des phénomènes transitoires rapides. L'inconvénient de la méthode est qu'il est nécessaire de connaître les propriétés optiques de la surface dont on souhaite mesurer la température, notamment, son émissivité  $\epsilon_s$ . Dans le cadre de notre étude, cette technique de mesure a été utilisée pour caractériser la température et le flux extrait par l'impact d'une goutte sur une paroi surchauffée : le flux extrait et la température de surface sont caractérisés en face avant de la plaque (face de l'impact).



## 4.1 Principe de la mesure

Tout corps dont la température dépasse le zéro absolu émet un rayonnement électromagnétique. L'intensité, ainsi que la répartition spectrale de ce rayonnement sont directement liées à sa température. La thermographie infrarouge consiste à estimer la température d'une surface en mesurant le flux lumineux émis par cette surface. Pour obtenir un étalonnage du système de mesure, il est nécessaire de disposer d'une référence. La référence communément choisie est celle du corps noir. En effet, le comportement en température de l'émission du corps noir à l'équilibre thermique est connu et décrit par la loi de Planck qui définit la luminance énergétique spectrale  $L^{\circ}_{\Omega_{sol},\lambda}$  par :

$$L^{\circ}_{\Omega_{sol},\lambda}(\lambda, T) = \frac{2h_p c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{h_p c / (\lambda k_B T)} - 1} \quad (4.1)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde considérée,  $h_p$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière,  $T$  la température et  $k_B$  la constante de Boltzmann. D'une manière générale, les caméra IR vendues sur le marché possèdent des niveaux digitaux ( $DL$ ) qui sont proportionnels au flux lumineux incident reçu par le détecteur. Ainsi, il est possible de définir une loi d'étalonnage générique pour ce type de caméra sous la forme :

$$DL = \frac{A_{DL}}{e^{B_{DL}/T} - 1} + DL_b \quad (4.2)$$

$A_{DL}$  et  $B_{DL}$  sont ici deux constantes qui dépendent de la nature du capteur ainsi que de l'angle de collection induit par l'objectif placé devant le détecteur.  $DL_b$  représente le niveau de bruit propre à la caméra. Il dépend de la température du boîtier de la caméra ainsi que du temps d'intégration mais est indépendant de la scène observée. De façon pratique, il est nécessaire de réaliser une calibration sur un corps noir afin de déterminer les constantes de la loi de réponse de la caméra. Il est alors possible d'obtenir la température absolue d'une surface dont on connaît l'émissivité par simple lecture des niveaux numériques. Pour une surface possédant une émissivité moyenne de  $\varepsilon_{moy}$  sur la plage de longueur d'onde d'intégration du détecteur, on obtiendra la température par :

$$T(K) = \frac{B_{DL}}{\ln \left( \frac{\varepsilon_{moy} A_{DL}}{DL - DL_b} + 1 \right)} \quad (4.3)$$

Cette relation n'est valable que si l'on conserve le même angle solide que celui utilisé lors de la calibration. Il est donc nécessaire de s'assurer que l'on est pas soumis à un vignettage qui viendrait réduire le flux reçu par la caméra. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.1. Dans une configuration dans laquelle le vignettage ne peut être évité, il est préférable d'opter pour une calibration in-situ. Pour réaliser cette calibration dans les conditions de l'expérience, la température de la paroi est modifiée et mesurée par une métrologie complémentaire (thermocouple par exemple). En utilisant une calibration in-situ, il est possible de s'affranchir de la mesure de l'émissivité de la paroi, sa contribution étant incluse dans l'identification des constantes de la loi de calibration.

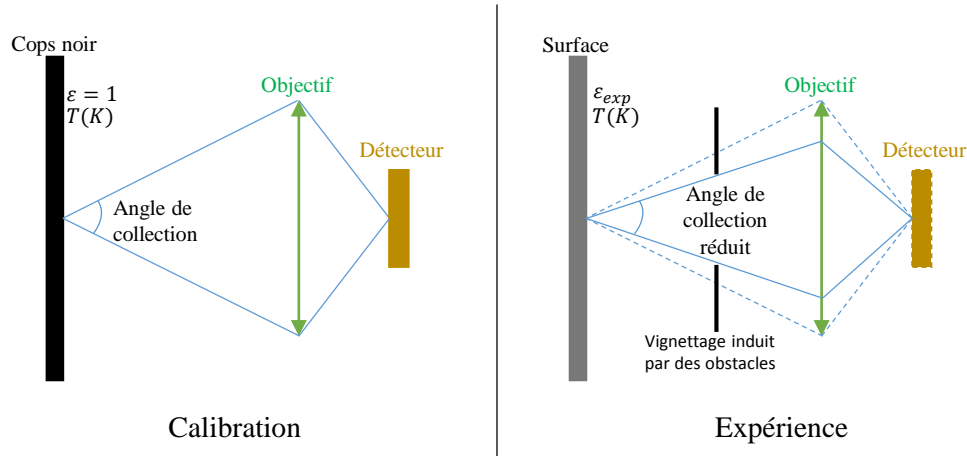


Figure 4.1 – Effet du vignettage sur l’angle de collection du système de mesure pouvant engendrer des erreurs.

## 4.2 Dispositif expérimental pour la mesure du flux et de la température de paroi

### 4.2.1 Le substrat chauffé

L’expérience réalisée a pour but de caractériser à la fois le flux de chaleur extrait en face avant ainsi que la température de paroi lors de l’impact d’une goutte sur cette dernière. Pour mesurer la température de paroi, le saphir servant de substrat chauffé a été recouvert d’une couche mince de TiAlN, qui est un revêtement d’une grande dureté couramment utilisé dans l’industrie pour traiter les aciers de coupe (par exemple, les forets ou fraises de machines outil). La couleur du dépôt varie selon les proportions de chacun des constituants. Des recherches ont ainsi été menées en collaboration avec J.F. Pierson de l’Institut Jean Lamour à Nancy pour déterminer les proportions nécessaires pour obtenir le dépôt ayant une émissivité maximale. L’émissivité du dépôt  $\varepsilon_d$  a ensuite été mesurée au LEMTA par une méthode de réflexion relative par rapport à un miroir parfait sur une plage spectrale allant de  $1.5\mu m$  à  $6\mu m$ . L’ensemble Substrat/Dépôt formant un matériau bi-couche, un calcul est nécessaire pour prendre en compte les réflexions multiples à l’intérieur du saphir et ainsi obtenir la valeur de l’émissivité du dépôt à l’interface dépôt-saphir. La figure 4.2 représente la configuration optique prise en compte pour calculer l’émissivité du dépôt. Un monochromateur produit un faisceau lumineux d’intensité  $I_0$ , qui va venir interagir avec le bicouche. La somme de tous les ordres réfléchis va alors permettre de remonter à la valeur réelle de l’émissivité du dépôt. Sur la plage spectrale de  $1.5\mu m$  à  $6\mu m$ , l’émissivité moyenne de  $\varepsilon_d = 0.93$  a ainsi pu être mesurée.

### 4.2.2 Dispositif expérimental pour la mesure de température par infrarouge

La caméra utilisée pour réaliser les mesures est une caméra infrarouge matricielle de la marque FLIR (modèle SC7000) ayant un capteur InSb dont la bande de détection est de  $1.5\text{--}5.5\mu m$ . La

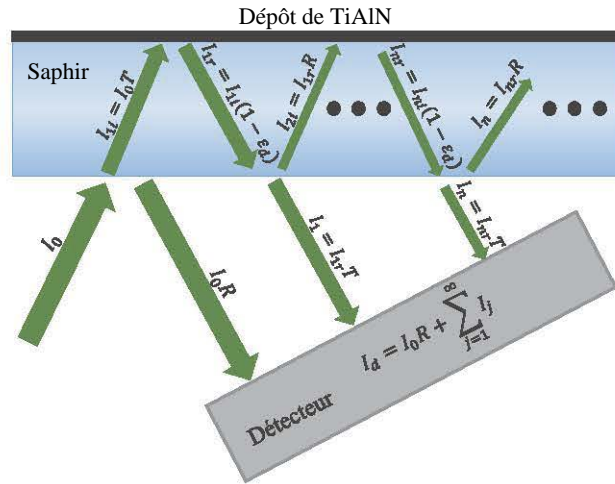


Figure 4.2 – Calcul de l'émissivité du dépôt  $\epsilon_d$  avec prise en compte des réflexions multiples. T et R sont ici respectivement la transmission et la réflexion à l'interface air-saphir. On prendra pour le saphir  $R = 6\%$  à incidence normale et  $T = 1 - R = 94\%$  (d'après Malitson and al. [84]).

pleine résolution de la caméra est de 320x256 pixels avec une fréquence maximale de 380 Hz. Il est cependant possible de dégrader la résolution pour obtenir des fréquences d'acquisition supérieures. Ainsi, dans la pratique, un fenêtrage de 1/4 de la résolution maximale permet d'atteindre une fréquence de 1250Hz. Cette fréquence est suffisante pour traduire la physique se déroulant lors de l'impact de la goutte dont la durée est d'environ 10 ms, notamment sa dynamique temporelle. Pour réaliser les mesures, la caméra est placée devant un miroir de renvoi traité pour le domaine infrarouge qui permet d'observer la face avant du saphir au travers de la face arrière (figure 4.3).

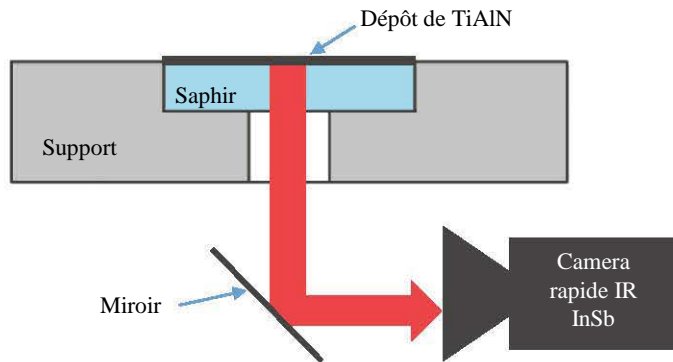


Figure 4.3 – Configuration pour la mesure de la température en face avant

Dans cette configuration d'observation, un vignettage important est engendré à la fois par le support, mais aussi par le miroir de renvoi. Il a donc été nécessaire d'effectuer un étalonnage in-situ de la caméra. Le résultat de cette étalonnage est présenté figure 4.4. La loi de calibration  $DL = f(T)$  décrite précédemment est ajustée sur les points expérimentaux par une méthode de type moindres

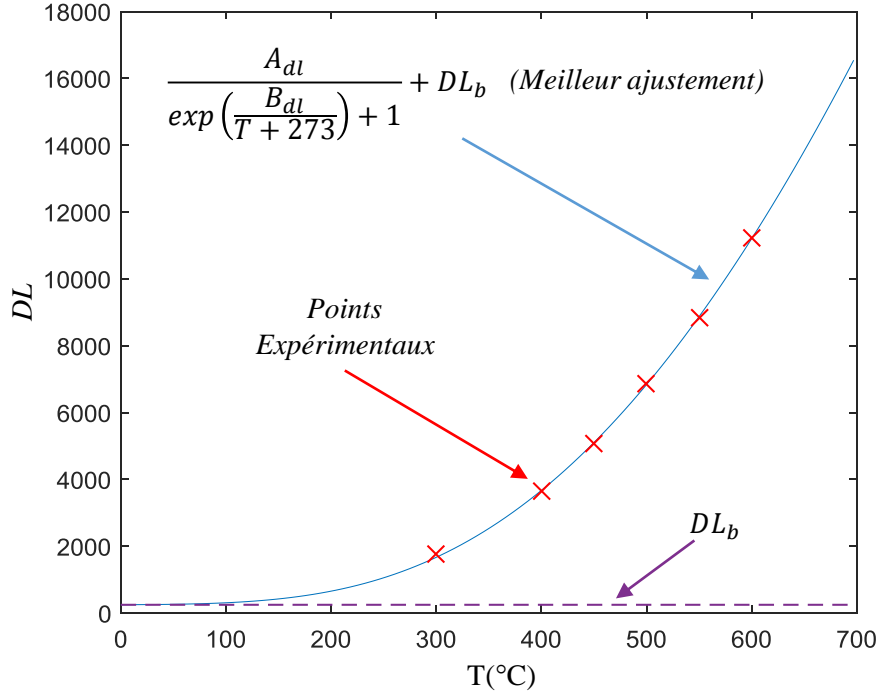


Figure 4.4 – Évolution des niveaux numériques de la caméra  $DL$  en fonction de la température de la paroi  $T$

carrés. Les constantes  $A_{DL}$ ,  $B_{DL}$  ainsi que le niveau de bruit  $DL_b$  peuvent alors être identifiés. A partir de la même expérience, il est possible de tracer l'évolution des niveaux numériques en fonction  $T^4$  (figure 4.5). Il apparaît ainsi que, dans notre configuration, il existe une relation linéaire entre le flux lumineux et  $T^4$ . Cette relation, de type relation de Stefan-Boltzmann, permet de simplifier la mesure de la température. En effet, si à  $t_0$  un instant avant l'impact de la goutte, le champ de température est supposé connu et égal à  $T_0$ , on peut écrire, pour le pixel numéro  $i$  :

$$DL_i(t_0) = \alpha_i T_i(t_0)^4 + DL_{bi} \quad (4.4)$$

avec  $\alpha_i$ ,  $T_i$  et  $DL_{bi}$  respectivement le coefficient de linéarité, la température et le niveau de bruit du  $i^{\text{ème}}$  pixel de la caméra. De la même manière pour tout  $t > t_0$ , il est possible d'écrire :

$$DL_i(t) = \alpha_i T_i(t)^4 + DL_{bi} \quad (4.5)$$

En combinant les équations 4.4 et 4.5, il vient :

$$T_i(t) = T_i(t_0) \left( \frac{DL_i(t) - DL_{bi}}{DL_i(t_0) - DL_{bi}} \right)^{1/4} \quad (4.6)$$

Cette technique de mesure permet ainsi d'obtenir les champs de température en face avant du substrat à haute température, au cours de l'impact des gouttes, à partir des images brutes mesurées

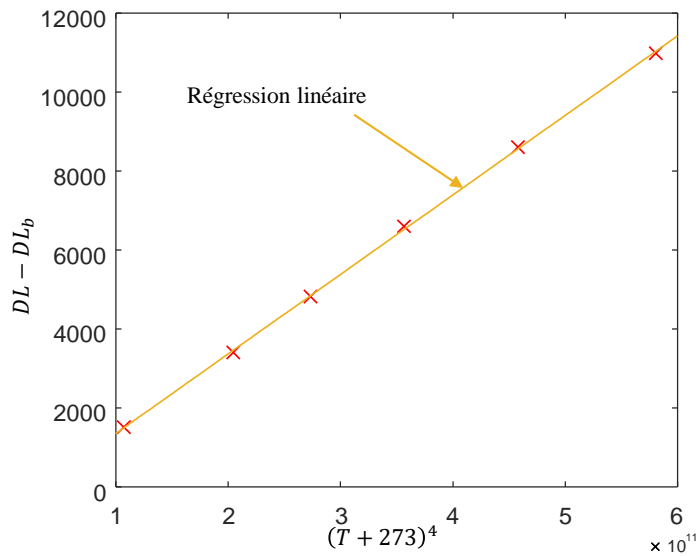


Figure 4.5 – Évolution des niveaux numériques de la caméra  $DL$  en fonction de la température de la paroi  $T^4$

(Figure 4.6) et de la connaissance de la température à l'instant  $t_0$  juste avant l'impact.

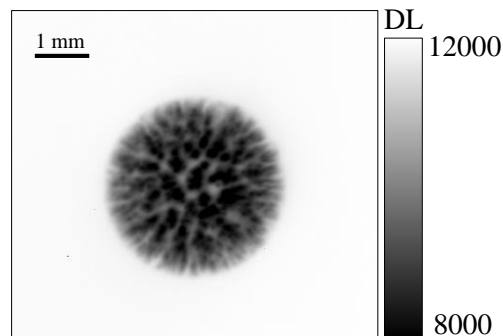


Figure 4.6 – Image brute (en niveaux numériques  $DL$ ) obtenue pour une goutte de 2.5 mm de diamètre impactant sur une paroi à 600 °C à un nombre de Weber d'impact de 30.6 à  $t = 1.2$  ms après le début de l'impact.

L'intérêt du champ de température reste cependant limité s'il ne peut pas être associé à un flux extrait à la paroi. Une méthode permettant d'estimer le flux de chaleur extrait à la paroi à partir du champ de température obtenu par la thermographie infrarouge a donc été développée. C'est l'enjeu du modèle de conduction décrit par la suite.

### 4.3 Modèle de conduction

Pour estimer le flux prélevé par la goutte en face avant du saphir lors de son impact, un modèle de conduction analytique a été mis en place. Ce modèle quadripolaire permet de résoudre l'équation de la chaleur dans le saphir. La configuration géométrique étudiée est donnée sur la figure 4.7.

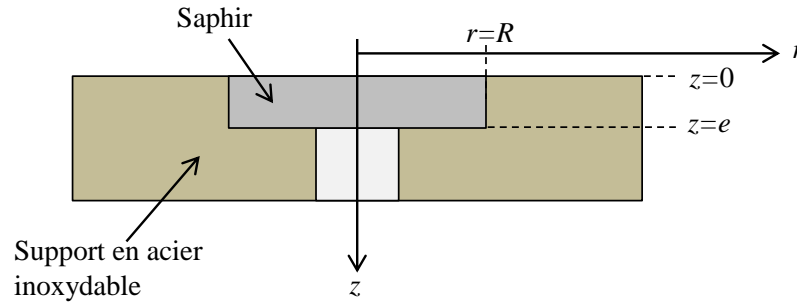


Figure 4.7 – Configuration étudiée

#### 4.3.1 Le régime permanent

En régime permanent, en l'absence de goutte, le problème à résoudre est un problème de conduction en coordonnées 2D axisymétrique. L'équation de la chaleur dans le disque de saphir s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (4.7)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } r = R, T = T_{\text{support}}, \quad (4.8)$$

$$\text{en } r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (4.9)$$

$$\text{en } z = e, T = T_{\text{support}}, \quad (4.10)$$

$$\text{en } z = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_{\infty}). \quad (4.11)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) du saphir et  $h$  le coefficient d'échange par convection ( $\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) entre la surface du saphir et l'air ambiant. L'ouverture dans le support, nécessaire pour la visualisation par la caméra infrarouge, n'est pas prise en compte en  $z = e$ .

La température réduite  $\theta = T - T_{\text{support}}$  est introduite, ce qui permet de réécrire l'équation 4.7 :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = 0. \quad (4.12)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } r = R, \theta = 0, \quad (4.13)$$

$$\text{en } r = 0, \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \quad (4.14)$$

$$\text{en } z = e, \theta = 0, \quad (4.15)$$

$$\text{en } z = 0, \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} = h(\theta - \theta_\infty). \quad (4.16)$$

où  $\theta_\infty = T_\infty - T_{support}$ ,  $T_\infty$  étant la température de l'air ambiant.

Afin de résoudre le problème précédent, une transformation de Hankel ( $\bullet$ ) par rapport à la coordonnée radiale  $r$  est effectuée. La solution stationnaire ( $\bullet^{ss}$ ) du champ de température réduit s'écrit alors, pour chaque mode  $n$  :

$$\tilde{\theta}_n^{ss}(z) = \int_0^R \theta(r, z) r J_0(\alpha_n r) dr, \quad (4.17)$$

où les coefficients  $\alpha_n$  sont les solutions de  $J_0(\alpha_n R) = 0$  données dans le tableau 4.1.  $J_0$  appartient ici aux fonctions de Bessel de première espèce dont les trois premières sont représentées sur la figure 4.8. L'équation (4.12) est ainsi transformée en :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}_n^{ss}}{\partial z^2} - \alpha_n^2 \tilde{\theta}_n^{ss} = 0. \quad (4.18)$$

$n$	$x$
1	2.404825558
2	5.52007811
3	8.653727913
4	11.79153444
5	14.93091771
6	18.07106397
7	21.21163663
8	24.35247153
9	27.49347913
10	30.63460647
11	33.77582021
12	36.91709835

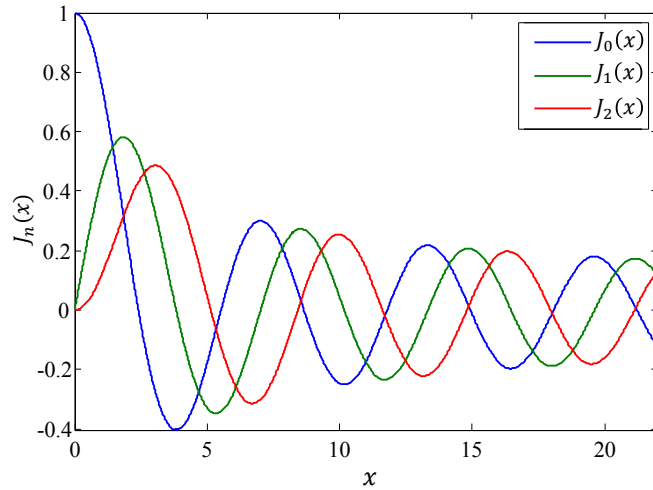


Figure 4.8 – Tracés des trois premières fonctions de Bessel de première espèce  $J$ .

Table 4.1 – Racines de  $J_0(x)$

Une solution reliant la face arrière ( $z = e$ ) à la face avant ( $z = 0$ ) peut être obtenue à partir de la méthode des quadripôles :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z=e) = 0 \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=e) \end{bmatrix}, \quad (4.19)$$

avec  $A_n = D_n = \cosh(\alpha_n e)$ ,  $B_n = \frac{1}{\lambda \alpha_n} \sinh(\alpha_n e)$  et  $C_n = \lambda \alpha_n \sinh(\alpha_n e)$ .  $\tilde{\varphi}_n^{ss}$  désigne le  $n^{ième}$  mode du flux thermique  $-\lambda \partial \theta / \partial z$  après transformation de Hankel.

**Expression de  $\tilde{\theta}_n^{ss}(z=0)$ .** D'après l'équation (4.19), le système à résoudre pour déterminer  $\tilde{\theta}_n^{ss}(z=0)$  est le suivant :

$$\begin{cases} \tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) = B_n \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=e) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) = D_n \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=e) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) = -h \left( \tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) - \theta_{n,\infty} \right) \end{cases} \quad (4.20)$$

Dans cette expression, le paramètre  $\theta_{n,\infty}$  se calcule de la façon suivante :

$$\theta_{n,\infty} = \int_0^R \theta_\infty r J_0(\alpha_n r) dr = \frac{\theta_\infty R}{\alpha_n} J_1(\alpha_n R). \quad (4.21)$$

Il apparaît alors que :

$$\tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) = \frac{\theta_{n,\infty} h B_n}{h B_n + D_n}, \quad \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) = \frac{\theta_{n,\infty} h D_n}{h B_n + D_n} \text{ et } \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=e) = \frac{\theta_{n,\infty} h}{h B_n + D_n}. \quad (4.22)$$

En utilisant l'équation (4.21),

$$\tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) = \frac{h B_n}{h B_n + D_n} \frac{\theta_\infty R}{\alpha_n} J_1(\alpha_n R). \quad (4.23)$$

**Solution générale dans l'espace de Hankel :** en substituant  $e$  par  $z$  dans l'équation (4.19), on obtient :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A'_n(z) & B'_n(z) \\ C'_n(z) & D'_n(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z) \end{bmatrix}, \quad (4.24)$$

Dans cette expression,  $A'_n(z) = D'_n(z) = \cosh(\alpha_n z)$ ,  $B'_n(z) = \frac{1}{\lambda \alpha_n} \sinh(\alpha_n z)$  et  $C'_n(z) = \lambda \alpha_n \sinh(\alpha_n z)$ . Après inversion du quadripôle, dont le déterminant est égal à 1, il vient :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D'_n(z) & -B'_n(z) \\ -C'_n(z) & A'_n(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{ss}(z=0) \\ \tilde{\varphi}_n^{ss}(z=0) \end{bmatrix}, \quad (4.25)$$

En utilisant les équations (4.22) et (4.23), la solution pour le champ de température est donnée par :

$$\tilde{\theta}_n^{ss}(z) = \frac{h [B_n D'_n(z) - B'_n(z) D_n]}{h B_n + D_n} \frac{\theta_\infty R}{\alpha_n} J_1(\alpha_n R). \quad (4.26)$$



**Retour vers l'espace physique :** La solution générale du problème stationnaire est cherchée sous la forme suivante :

$$\theta^{ss}(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} M_m(z) J_0(\alpha_m r). \quad (4.27)$$

Ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_n^{ss}(z) &= \int_0^R \theta^{ss}(r, z) J_0(\alpha_n r) r dr = \sum_{m=0}^{\infty} M_m(z) \int_0^R J_0(\alpha_m r) J_0(\alpha_n r) r dr, \\ &= M_n(z) \int_0^R J_0(\alpha_n r)^2 r dr, \\ &= \frac{M_n(z) R^2}{2} (J_0^2(\alpha_n R) + J_1^2(\alpha_n R)). \end{aligned}$$

En appliquant  $J_0(\alpha_n R) = 0$ ,

$$M_n(z) = \frac{2 \tilde{\theta}_n^{ss}(z)}{R^2 J_1^2(\alpha_n R)} = \frac{2 \theta_{\infty}}{\alpha_n R} \frac{1}{J_1(\alpha_n R)} \frac{h [B_n D'_n(z) - B'_n(z) D_n]}{h B_n + D_n}. \quad (4.28)$$

**Application numérique.** Afin de procéder à une validation de la solution (4.27), le résultat de (4.27) est comparé à la solution numérique d'un calcul effectué sous COMSOL basé sur la résolution de l'équation de la chaleur dans le saphir par la méthode des éléments finis. Pour les calculs,  $\lambda = 40 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ ,  $e = 5 \text{ mm}$ ,  $R = 5 \text{ cm}$ ,  $T_{support} = 400^\circ\text{C}$  et  $T_{\infty} = 30^\circ\text{C}$ . Le coefficient d'échange saphir/air, en  $z = 0$ , est pris tel que  $h = 20 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ .

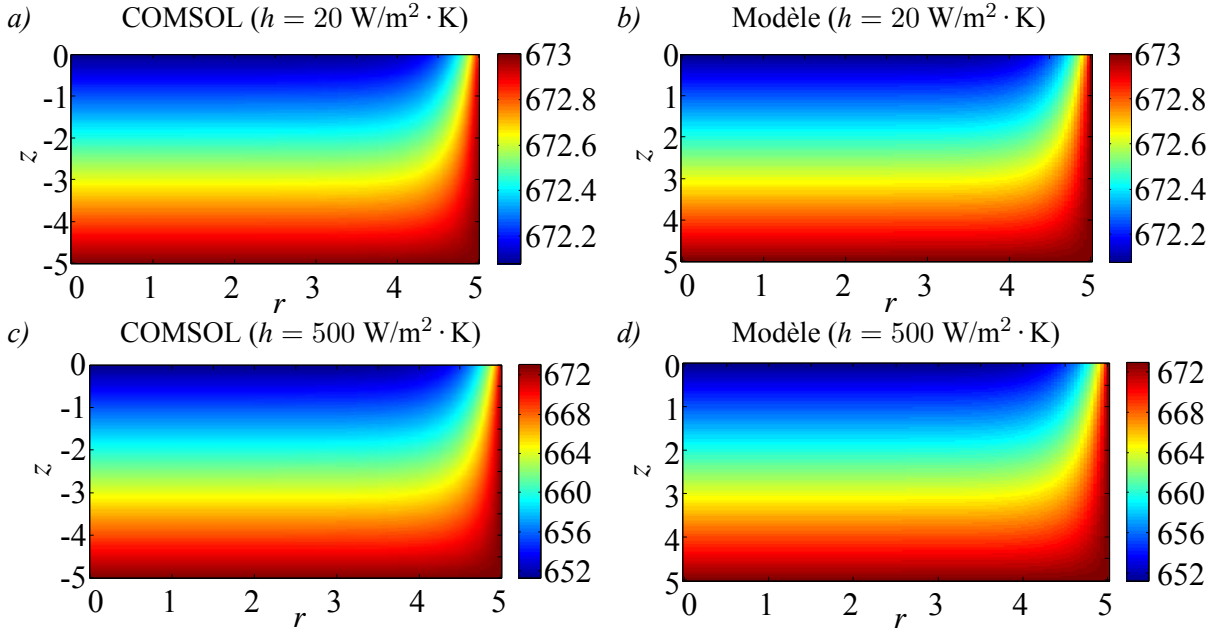


Figure 4.9 – Comparaison des résultats de la simulation sous COMSOL et de l'équation (4.27).

Sur la figure 4.9, les résultats obtenus à l'aide de COMSOL et par l'équation 4.27 sont comparés. Il

apparaît clairement que le champ de température estimé par la méthode quadripolaire correspond bien au champ obtenu par éléments finis. Il s'agit là d'une solution en régime permanent qui servira de condition initiale au régime transitoire décrit par la suite.

### 4.3.2 Le régime transitoire

En régime transitoire, qui correspond à l'impact d'une goutte, le problème à résoudre est sensiblement identique au problème précédent, excepté l'apparition d'un second membre qui traduit la dépendance temporelle de la température :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.29)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } r = R, T = T_{support}, \quad (4.30)$$

$$\text{en } r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (4.31)$$

$$\text{en } z = e, T = T_{support}, \quad (4.32)$$

$$\text{en } z = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q(r, z = 0, t), \quad (4.33)$$

où  $q(r, z = 0, t) = h(T - T_\infty) + q_{goutte}(r, t)$  et  $q_{goutte}$  est le flux de chaleur prélevé par la goutte pendant l'impact, qui est positif lorsque la goutte refroidit la paroi. La solution du problème stationnaire est choisie comme condition initiale :

$$T(r, z, t = 0) = T^{ss}(r, z). \quad (4.34)$$

Afin de résoudre ce système différentiel, une double transformation est réalisée : une transformée de Laplace en temps (•) et de Hankel dans l'espace (•) :

$$\text{Transformation de Laplace : } \bar{T}(r, z, p) = \int_0^\infty T(r, z, t) e^{-pt} dt, \quad (4.35)$$

$$\text{Transformation de Hankel : } \tilde{T}_n(z, p) = \int_0^R \bar{T}(r, z, p) r J_0(\alpha_n r) dr. \quad (4.36)$$

Comme pour le problème stationnaire, la température réduite  $\theta = T - T_{support}$  est introduite. Celle-ci vérifie l'équation :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}_n}{\partial z^2} - \gamma_n^2 \tilde{\theta}_n = -\frac{1}{a} \tilde{\theta}_{n,init}(z) \text{ avec } \gamma_n^2 = \left( \alpha_n^2 + \frac{p}{a} \right). \quad (4.37)$$

Ici,  $\tilde{\theta}_{n,init}(z)$  représente la transformée de Hankel du champ de température à l'instant initial que l'on peut associer à  $\tilde{\theta}_n^{ss}(z)$  qui est le champ de température en régime permanent. Les coefficients  $\alpha_n$  sont solutions de l'équation  $J_0(\alpha_n R) = 0$ . Une solution générale de l'équation (4.37) avec les conditions (4.30-4.34) est donnée par la méthode des quadripôles :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n(z=0) \\ -\tilde{q}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n^* & B_n^* \\ C_n^* & D_n^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{\phi}_n(z=e) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} X_n^* \\ Y_n^* \end{bmatrix}, \quad (4.38)$$

avec  $A_n^* = D_n^* = \cosh(\gamma_n e)$ ,  $B_n^* = \frac{1}{\lambda \gamma_n} \sinh(\gamma_n e)$  et  $C_n^* = \lambda \gamma_n \sinh(\gamma_n e)$ . Les coefficients  $X_n^*$  et  $Y_n^*$  sont définis à partir de la condition initiale :

$$X_n^* = \int_0^e \frac{\tilde{\theta}_n^{ss}(z)}{a \gamma_n} \sinh(\gamma_n z) dz \quad \text{et} \quad Y_n^* = \rho c \int_0^e \tilde{\theta}_n^{ss}(z) \cosh(\gamma_n z) dz. \quad (4.39)$$

**Détermination de  $X_n^*$  et  $Y_n^*$  :** En repartant de l'équation (4.26), on montre que :

$$X_n^* = \kappa_n^1 \cdot \frac{h \theta_{n,\infty}}{p} \quad \text{et} \quad Y_n^* = \kappa_n^2 \cdot \frac{h \theta_{n,\infty}}{p}, \quad (4.40)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \kappa_n^1 &= \frac{p}{a \xi_n} \left[ \sinh(\alpha_n e) - \frac{\alpha_n}{\gamma_n} \sinh(\gamma_n e) \right], \quad \kappa_n^2 = \rho c \frac{\alpha_n}{\xi_n} p [\cosh(\alpha_n e) - \cosh(\gamma_n e)] \\ \text{où } \xi_n &= (\alpha_n - \gamma_n)^2 \{ \lambda \alpha_n \cosh(\alpha_n e) + h \sinh(\alpha_n e) \} \\ \text{et } \theta_{n,\infty} &= \frac{\theta_{\infty} R}{\alpha_n} J_1(\alpha_n R). \end{aligned}$$

**Expression de  $\tilde{\theta}_n(z=0)$  :** D'après l'équation (4.38), le système à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \tilde{\theta}_n(z=0) = B_n^* \tilde{\phi}_n(z=e) - X_n^* \\ -\tilde{q}_n = D_n^* \tilde{\phi}_n(z=e) - Y_n^* \end{cases} \quad (4.41)$$

Il en vient que :

$$\tilde{\theta}_n(z=0) = \left( \frac{B_n^* Y_n^*}{D_n^*} - X_n^* \right) - \frac{B_n^*}{D_n^*} \tilde{q}_n. \quad (4.42)$$

La composante du flux de chaleur liée spécifiquement à la présence de la goutte  $\tilde{q}_{g,n}$  est introduite :

$$-\tilde{q}_n = -h \left( \tilde{\theta}_n(z=0) - \frac{\theta_{n,\infty}}{p} \right) - \tilde{q}_{g,n}. \quad (4.43)$$

avec  $\tilde{q}_{g,n}$  le  $n^{\text{ième}}$  harmonique du flux de chaleur extrait par les gouttes. En combinant les équations (4.42) et (4.43),

$$\tilde{\theta}_n(z=0) = \frac{B_n^* Y_n^* p - X_n^* p D_n^* + B_n^* h \theta_{n,\infty}}{p (B_n^* h + D_n^*)} - \frac{B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \tilde{q}_{g,n}. \quad (4.44)$$

En utilisant les expressions de  $X_n^*$  et  $Y_n^*$ , on trouve que :

$$\tilde{\theta}_n(z=0) = \frac{h \theta_{n,\infty}}{p} \left( \frac{B_n^* k_n^2 - D_n^* k_n^1 + B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \right) - \frac{B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \tilde{q}_{g,n}. \quad (4.45)$$

Avec :

$$\tilde{K}_n = \frac{h}{p} \left( \frac{B_n^* k_n^2 - D_n^* k_n^1 + B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \right) \text{ et } \tilde{Z}_n = -\frac{B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \quad (4.46)$$

L'équation (4.45) peut alors être mise sous la forme :

$$\boxed{\tilde{\theta}_n(z=0) = \tilde{K}_n \theta_{n,\infty} + \tilde{Z}_n \tilde{q}_{g,n}} \quad (4.47)$$

On remarque que pour  $t \rightarrow \infty$  (i.e.  $p \rightarrow 0$ ) :

$$\gamma_n \xrightarrow{p \rightarrow 0} \alpha_n \text{ d'où } B_n^* \xrightarrow{p \rightarrow 0} B_n \text{ et } D_n^* \xrightarrow{p \rightarrow 0} D_n \quad (4.48)$$

$$B_n^* k_n^2 - D_n^* k_n^1 = \frac{p (\alpha_n \sinh(\gamma_n e) \cosh(\alpha_n e) - \gamma_n \cosh(\gamma_n e) \sinh(\alpha_n e))}{a \gamma_n (\alpha_n - \gamma_n)^2 (\lambda \alpha_n \cosh(\alpha_n e) + h \sinh(\alpha_n e))} \xrightarrow{p \rightarrow 0} 0 \quad (4.49)$$

Ce qui implique que si, de plus,  $\tilde{q}_n = 0$  (flux de goutte nul), on retrouve bien la solution stationnaire  $\tilde{\theta}^{ss}(z=0)$  :

$$\tilde{\theta}_n(z=0) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{h \theta_{n,\infty}}{p} \left( \frac{B_n^*}{B_n^* h + D_n^*} \right) = \tilde{\theta}^{ss}(z=0) \quad (4.50)$$

**Retour dans le domaine temporel.** Par linéarité de la transformation de Laplace inverse  $\mathcal{L}^{-1}$ , l'équation (4.47) devient :

$$\mathcal{L}^{-1}(\tilde{\theta}_n(z=0)) = \mathcal{L}^{-1}(\tilde{K}_n \theta_{n,\infty}) + \mathcal{L}^{-1}(\tilde{Z}_n \tilde{q}_n) \quad (4.51)$$

d'où :

$$\tilde{\theta}_n(z=0, t) = \mathcal{L}^{-1}(\tilde{K}_n) \theta_{n,\infty} + \mathcal{L}^{-1}(\tilde{Z}_n) * \tilde{q}_n(t) \quad (4.52)$$

Si l'on pose :

$$\mathcal{L}^{-1}(\tilde{K}_n) = \tilde{K}_n(t) \text{ et } \mathcal{L}^{-1}(\tilde{Z}_n) = \tilde{Z}_n(t) \quad (4.53)$$

il est possible d'obtenir :

$$\tilde{\theta}_n(z=0, t) = \tilde{K}_n(t) \theta_{n,\infty} + \tilde{Z}_n(t) * \tilde{q}_n(t) \quad (4.54)$$

**Résolution numérique du problème.** En discrétisant le temps  $t$  tel que  $t = [t_1, t_2, \dots, t_{nt}]$ , alors l'équation (4.54) peut s'écrire sous forme matricielle (pour chaque mode de Hankel) :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_{nt_1} \\ \tilde{\theta}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{\theta}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} = \theta_{n,\infty} \begin{pmatrix} \tilde{K}_{nt_1} \\ \tilde{K}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{K}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} + \Delta t \begin{pmatrix} \tilde{Z}_{nt_1} & 0 & \dots & 0 \\ \tilde{Z}_{nt_2} & \tilde{Z}_{nt_1} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 \\ \tilde{Z}_{nt_{nt}} & \tilde{Z}_{nt_{nt}-1} & \dots & \tilde{Z}_{nt_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_{nt_1} \\ \tilde{q}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{q}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} \quad (4.55)$$

Connaissant la température de surface  $\tilde{\theta}_n(z=0)$  ainsi que la température  $\theta_{n,\infty}$  on peut estimer le flux  $\tilde{q}_n$  :

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_{nt_1} \\ \tilde{q}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{q}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta t} \begin{pmatrix} \tilde{Z}_{nt_1} & 0 & \dots & 0 \\ \tilde{Z}_{nt_2} & \tilde{Z}_{nt_1} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 \\ \tilde{Z}_{nt_{nt}} & \tilde{Z}_{nt_{nt}-1} & \dots & \tilde{Z}_{nt_1} \end{pmatrix}^{-1} \left( \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_{nt_1} \\ \tilde{\theta}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{\theta}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} - \theta_{n,\infty} \begin{pmatrix} \tilde{K}_{nt_1} \\ \tilde{K}_{nt_2} \\ \dots \\ \tilde{K}_{nt_{nt}} \end{pmatrix} \right) \quad (4.56)$$

Le retour de l'espace de Hankel vers l'espace réel (pour  $t_k$  fixé) se fait alors par :

$$q(r, t_k) = \sum_{n=0}^{N_{modes}} \frac{2J_0(\alpha_n r)}{R^2 J_1(\alpha_n R)} \tilde{q}_{nt_k} \quad (4.57)$$

## 4.4 Validation de l'inversion en régime transitoire

La validation de l'inversion du problème en régime transitoire a été effectuée par comparaison avec un calcul mené à l'aide du logiciel de calcul par éléments finis COMSOL. Pour cela, un flux  $\Phi(r, t)$  a été appliqué en face avant de l'échantillon de saphir supposé initialement à une température uniforme, égale à 600°C. Ce flux a été choisi pour être spatialement et temporellement représentatif d'un flux résultant de l'impact d'une goutte sur la paroi en saphir à haute température. Le flux a été choisi sous la forme d'un produit de fonctions dépendantes du temps et de l'espace :

$$\Phi(r, t) = \alpha_\Phi f(t)g(r) \quad (4.58)$$

les fonction  $f(t)$  et  $g(r)$  étant définies par :

$$f(t) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma_t^2}} \quad (4.59)$$

et

$$g(r) = \frac{1}{\sigma_r \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}} \quad (4.60)$$

$\alpha_\Phi$  étant un réel quelconque. Dans l'exemple donné par la suite,  $\alpha_\Phi$  est fixé pour obtenir une énergie totale prélevée  $E_{totale}$  telle que :

$$E_{totale} = \int_{t=0}^{t=\infty} \int_{r=0}^{r=\infty} 2\pi \Phi(r, t) r dr dt = 0.95 \text{ Joules} \quad (4.61)$$

Pour retranscrire au mieux un flux de chaleur extrait à la paroi proche d'un flux expérimental, on fixe  $\sigma_t = 5 \text{ ms}$  et  $\sigma_r = 1.4 \text{ mm}$ , qui sont des valeurs respectivement proches du temps de séjour de la goutte sur la paroi et de son rayon d'étalement. Les propriétés thermiques du substrat sont ici prises égales aux propriétés du saphir données au paragraphe 2.3. Le pas de temps pour la résolution a lui aussi été choisi pour être représentatif du pas de temps obtenu par la caméra IR ( $\Delta t = 1.05 \text{ ms}$ ).

Le problème direct peut ainsi être résolu numériquement par éléments finis via COMSOL. La variation dans le temps du champ de température obtenue par cette résolution est donnée figure 4.10. Sur cette figure un abaissement local de la température de l'ordre d'une centaine de degrés est constaté lors de l'application du flux. Cette température est par la suite utilisée comme entrée au problème inverse décrit au paragraphe précédent. Le flux calculé par l'inversion peut ainsi être comparé au flux imposé en face avant. La comparaison des deux flux est présentée figure 4.11. Un très bon accord entre le flux numérique et le flux estimé par méthode inverse est observable. Cela est principalement dû au bon conditionnement du problème inverse. Il existe cependant des erreurs de l'ordre de 10% aux instants  $t = 3.4 \text{ ms}$  et  $t = 5.51 \text{ ms}$ , qui semblent avoir peu de conséquences sur l'estimation de l'énergie prélevée à la paroi. La figure 4.12 montre l'évolution de l'énergie prélevée à la paroi. Ces résultats montrent que l'estimation effectuée par méthode

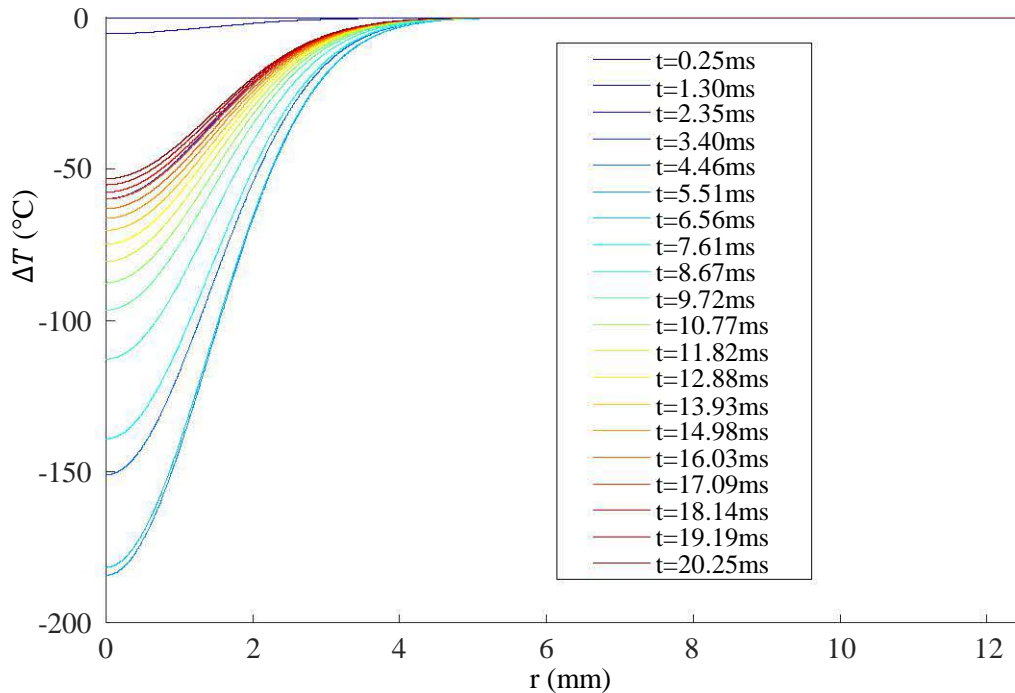


Figure 4.10 – Variation du champ de température en face avant induite par l'application du flux  $\Phi(r, t)$

inverse permet d'obtenir un résultat très proche du résultat numérique attendu. Au temps long, il est notable que l'énergie totale imposée en face avant  $E_{totale} = 0.95J$  est retrouvée. L'avantage de cette méthode réside dans sa rapidité d'exécution en comparaison à l'utilisation d'un code de calcul par éléments finis. Il est cependant nécessaire de passer en revue les différentes sources d'erreur pouvant influencer les résultats obtenus.

Pour commencer, un biais introduit par cette méthode réside dans les propriétés thermiques du matériau. En effet, cette méthode analytique ne permet pas de prendre en compte la variation des propriétés thermiques du matériau avec la température. Néanmoins, dans le cas qui nous intéresse, cela ne représente pas une limitation importante car, pour le saphir à haute température (typiquement 900K), la variation de conductivité thermique avec la température reste faible. L'erreur engendrée par ce biais peut être estimée expérimentalement et s'avère être inférieure à 5% du flux calculé. La deuxième principale source d'erreur réside dans le bruit de mesure présent sur les champs de température expérimentaux. Des tests ont été réalisés pour calculer l'effet d'un bruit de mesure sur l'énergie estimée. Pour cela, comme pour la méthode de validation présentée ci-dessus, le problème direct est résolu par l'intermédiaire du logiciel COMSOL. Un bruit blanc égal à 10% de la variation de température est ajouté aux profils du modèle direct. Ce bruit correspond à une erreur de mesure de 6°C sur la variation de température ce qui est largement surestimé par rapport au bruit de mesure de la caméra utilisée (de l'ordre de 0.5°C). Les résultats présentés sur la figure 4.13 permettent de tirer plusieurs conclusions : l'ajout d'un bruit blanc entraîne une erreur pouvant

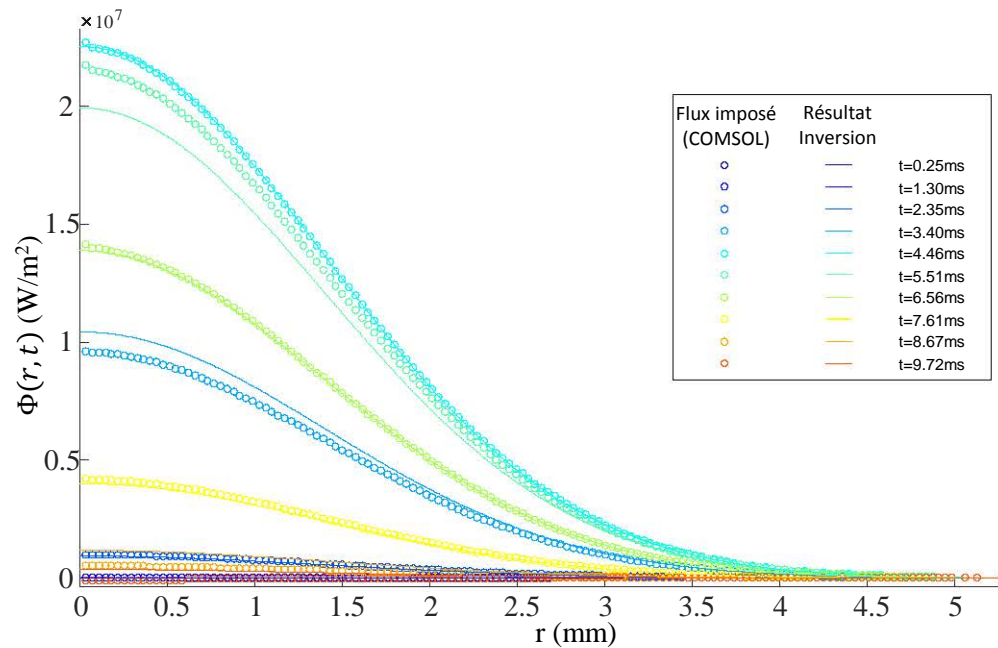


Figure 4.11 – Comparaison entre le flux imposé  $\Phi(r, t)$  et le flux estimé par inversion.

aller jusqu'à 20% sur le flux instantané dans le cas présenté ici.

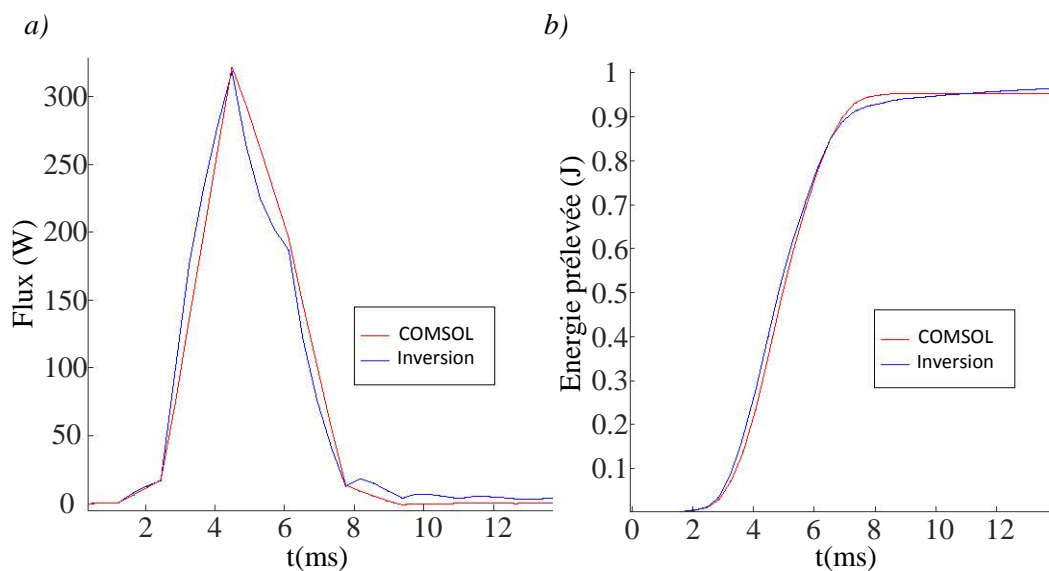


Figure 4.12 – Évolution temporelle : a) du flux en face avant, b) de l'énergie prélevée en face avant. Comparaison entre la simulation numérique et l'inversion du modèle analytique.

Cette erreur sur le flux instantané induit inévitablement une erreur sur l'énergie calculée à partir de ce même flux. Cependant, il apparaît que l'erreur sur l'énergie tend à être compensée. En effet,



si il existe des erreurs d'estimation de l'énergie au cours de l'impact, on remarque que, aux temps longs, l'erreur réalisée sur l'énergie globale est très faible, à savoir inférieure à 5%.

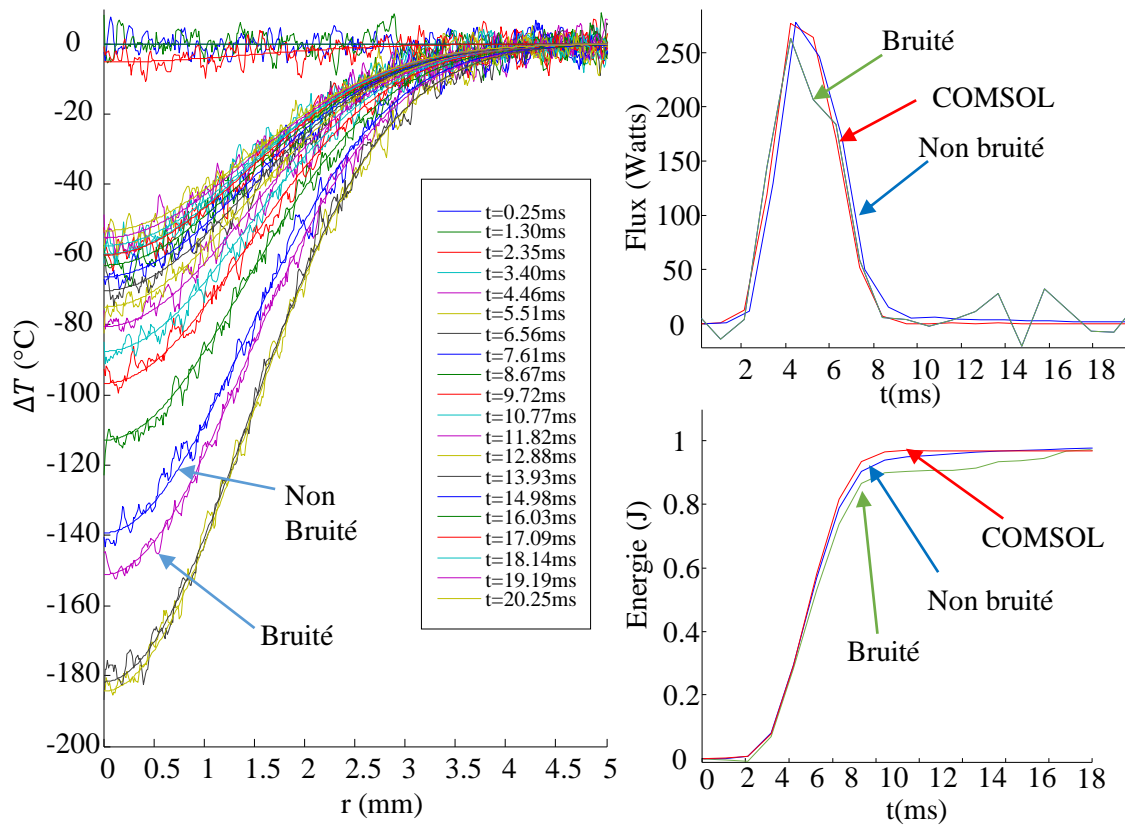


Figure 4.13 – Gauche : Profils de température bruités et non-bruités utilisés pour réaliser l'inversion. Droite : Évolution temporelle du flux de chaleur et de l'énergie obtenus par méthode inverse avec et sans bruit. Comparaison à COMSOL.

Ainsi en prenant en compte ces deux sources d'erreurs, il apparaît que celles-ci peuvent engendrer une erreur relative maximale de 10% sur l'estimation de l'énergie globale prélevée à la paroi. Cette erreur relative augmente sensiblement lorsqu'il s'agit de l'estimation du flux instantané, celle-ci pouvant atteindre ponctuellement 25% de ce flux. La méthode semble donc être validée et peut être appliquée à des mesures réelles de température.

## 4.5 Illustration par un résultat expérimental

La figure 4.14 est un cas d'illustration des résultats obtenus par la méthode décrite ci-dessus. L'évolution de la forme de la goutte obtenue par ombroscopie rapide, le champ de température de la paroi ainsi que le flux estimé par le modèle de conduction sont superposés sur cette figure. Il s'agit d'un cas d'éclatement (nombre de Weber de 140) d'une goutte d'eau sur une paroi initialement à 600°C. Il apparaît que dès que la goutte entre en contact avec la paroi, la température de paroi diminue rapidement de plus de 40°C pour finalement relaxer dès lors que la lamelle commence à se percer et la goutte à se fragmenter. Dans le même temps on constate que le flux échangé à la paroi augmente lui aussi, son maximum étant situé temporellement avant le minimum de température. Le flux va lui aussi relaxer par la suite pour s'annuler dès que la goutte (ici fragmentée) n'est plus en contact avec la paroi (dernière image) alors que le champ de température reste non-uniforme pendant un temps beaucoup plus important. Il apparaît également sur le champ de température que

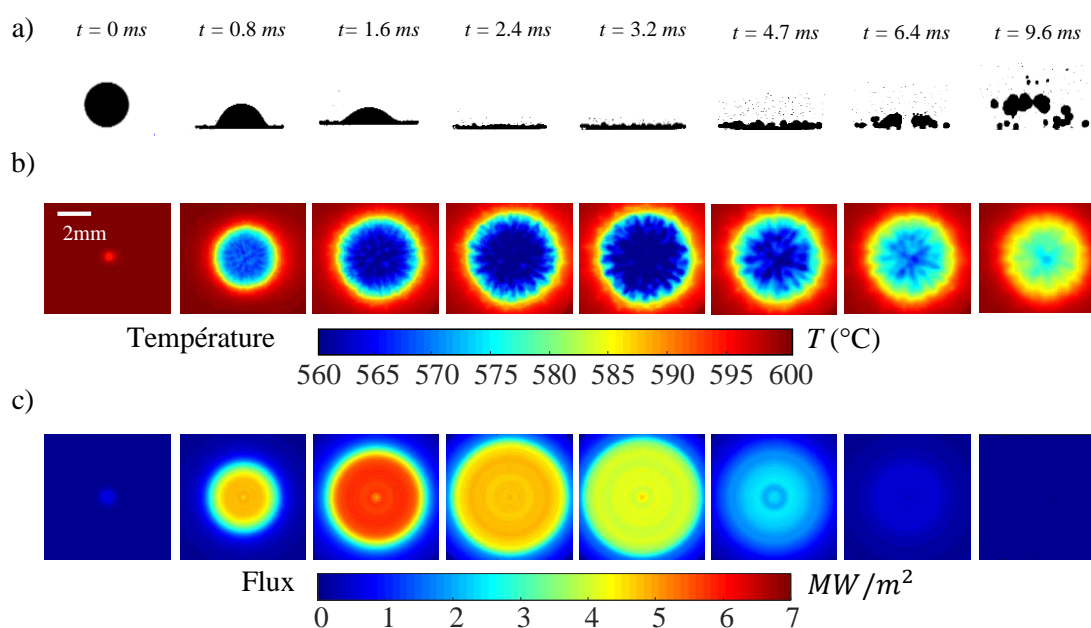


Figure 4.14 – Impact d'une goutte de 2,5 mm de diamètre sur une paroi à 600°C. a) Ombroscopie rapide, b) Champs de température, c) Flux de paroi (axisymétrie).

des digitations se développent, entraînant des variations de température locales d'une dizaine de degrés. Ces digitations feront l'objet d'une étude dans le chapitre suivant.



## Chapitre 5

# Résultats et modélisation

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Analyse phénoménologique des résultats</b>	<b>122</b>
5.1.1	Le flux de chaleur à la paroi	122
5.1.2	L'échauffement des gouttes	123
<b>5.2</b>	<b>Modélisation de l'échauffement de la goutte</b>	<b>127</b>
5.2.1	Description monodimensionnelle de l'échauffement d'une goutte	127
5.2.2	Validation expérimentale	129
5.2.3	Prise en compte de l'épaisseur finie de la goutte	131
<b>5.3</b>	<b>Modélisation de la croissance du film de vapeur</b>	<b>136</b>
5.3.1	Description de l'écoulement dans le film de vapeur	136
5.3.2	Bilan de quantité de mouvement et force d'impact	138
5.3.3	Analyse de la croissance du film de vapeur aux temps longs	140
5.3.4	Analyse de l'évolution du film de vapeur aux temps courts	142
<b>5.4</b>	<b>Étude paramétrique des transferts de chaleur</b>	<b>146</b>
5.4.1	Influence du nombre de Weber	146
5.4.2	Influence de la température des gouttes avant impact	150
5.4.3	Influence de la température de paroi	153
5.4.4	Étude de la digitation	159
<b>5.5</b>	<b>Transferts de chaleur</b>	<b>165</b>
<b>5.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>167</b>

---

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats obtenus par l'intermédiaire des techniques de mesures développées précédemment. Ces résultats seront accompagnés d'une modélisation permettant de décrire les mécanismes d'échauffement des gouttes ainsi que celui conduisant à la formation et à l'épaississement du film de vapeur sous la goutte.

## 5.1 Analyse phénoménologique des résultats

### 5.1.1 Le flux de chaleur à la paroi

Lorsqu'une goutte impacte la paroi chaude, celle-ci modifie le champ de température de la paroi. En utilisant la méthode de thermographie infrarouge explicitée au Chapitre 4 couplée à la méthode d'inversion du modèle de conduction également présentée, il est possible d'obtenir l'évolution temporelle du champ de température ainsi que du flux de chaleur extrait à la paroi par la goutte lors de l'impact. La figure 5.1 représente l'évolution du flux de chaleur intégré sur la surface d'impact au cours du temps dans le cas de l'impact d'une goutte à un nombre de Weber de 92, injectée à 20°C. La température au centre de la surface d'échange et le diamètre de contact de la goutte sont superposés sur cette figure. Il apparaît que lors de l'impact, le flux global échangé semble suivre l'évolution du diamètre de contact jusqu'à l'étalement maximal. Après l'étalement maximal, le flux commence à diminuer relativement plus rapidement que le diamètre de contact.

Concernant la température de paroi, il apparaît que celle-ci chute de quelques dizaines de degrés très rapidement après le début de l'impact. On note toutefois que l'abaissement maximal de la température ne correspond pas avec le diamètre d'étalement maximal de la goutte mais qu'il est en retard d'environ 2 ms sur celui-ci. Cet abaissement maximal de température se situe proche de la

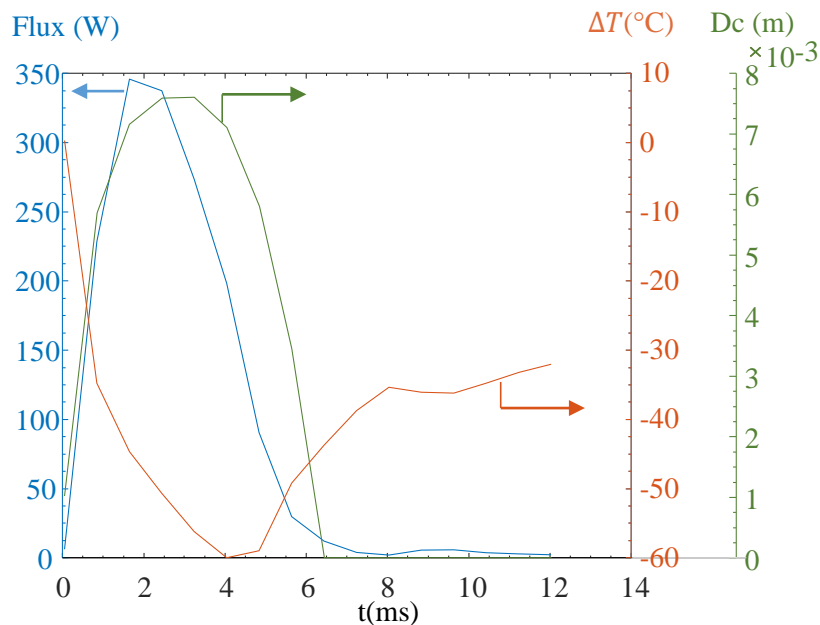


Figure 5.1 – Évolution temporelle du flux de chaleur prélevé par un goutte de 2.5mm de diamètre initialement à 20°C impactant à un nombre de Weber de 92 sur une paroi à 600°C.

fin de l'interaction goutte paroi (lorsque le flux redevient nul). Il s'en suit une relaxation thermique de la paroi qui retrouve sa température initiale au bout d'un temps suffisamment important comme cela a été montré au paragraphe 2.3. La figure 5.2 présente l'épaisseur du film de vapeur  $h$  obtenue

pour le même cas d'impact. Cette épaisseur est déduite de la température de paroi  $T_w$  et du flux de paroi  $q_w$  à partir de l'équation :

$$h = \frac{\lambda_v(T_w - T_{Sat})}{q_w} \quad (5.1)$$

avec  $\lambda_v$  la conductivité thermique de la vapeur d'eau prise à la température de film  $T_{film} = (T_w + T_{sat})/2$ . Cette estimation de l'épaisseur de film présuppose que les transferts de chaleur sont principalement conductifs dans le film comme cela a été montré au paragraphe 1.1.2. Les profils d'épaisseur sont des profils radiaux (axisymétriques) qui montrent qu'il existe un épaississement du film au cours de l'impact. Pour l'instant  $t = 1.6$  ms on voit apparaître un col (minimum d'épaisseur) se situant en périphérie de la goutte sous le bourrelet.

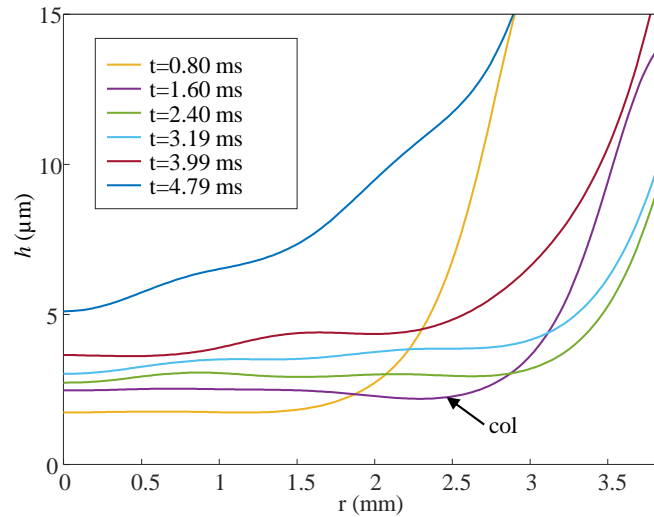


Figure 5.2 – Évolution de l'épaisseur du film de vapeur au cours du temps pour une goutte injectée à 20 °C à un nombre de Weber de 92 sur une paroi à  $T_w = 600$  °C

### 5.1.2 L'échauffement des gouttes

La mesure de température par fluorescence induite par laser pulsé a permis d'accéder aux champs de température à l'intérieur des gouttes au cours du temps. Dans la suite de ce paragraphe les différents cas, correspondant à différentes vitesses d'impact de goutte, sont détaillés. Cette étude est réalisée pour une température d'injection de 20°C et une température de paroi de  $T_w = 600$ °C. Les Figures 5.3 à 5.7 représentent l'évolution du champ de température au cours du temps dans les gouttes pour des nombres de Weber allant de 10 à 140. Ces images appellent plusieurs remarques qu'il est possible de classer en fonction des différentes phases de l'impact :

- **Étalement** : La phase d'étalement dure entre 3 et 4 millisecondes. Aux tous premiers instants de l'impact, la goutte conserve en moyenne sa température initiale et ce même si, de façon quasi-instantanée, la température du liquide atteint 100°C à l'interface liquide/vapeur au

niveau de la zone d'impact. Cette couche limite thermique étant très fine (de l'ordre de quelques microns) elle n'est pas mesurable sur les images vues de dessous du fait de la profondeur de champ qui a pour effet de moyenniser le champ de température dans la direction d'observation. Pour le nombre de Weber de 10.2 il apparaît que l'échauffement est modéré (Figure 5.3) et limité à 15°C environ. Il est également difficile d'observer des zones où l'échauffement paraît plus important, celui-ci étant relativement homogène pendant la phase d'étalement.

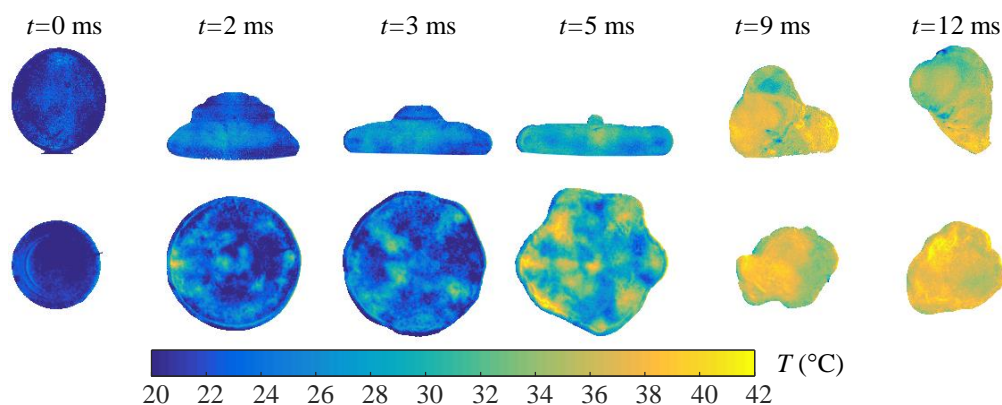


Figure 5.3 – Vue de côté et vue du dessous du champ de température dans une goutte au cours d'un impact à un nombre de Weber de  $We = 10.2$

A des nombres de Weber plus importants (Fig. 5.4-5.7) une bande plus chaude apparaît en périphérie de la goutte lors des premiers instants de l'impact à  $t = 1$  ms et  $t = 2$  ms. A ces instants-là, la lamelle éjectée au bord de la goutte est bien plus fine que la région centrale de la goutte ce qui rend son échauffement observable sur les vues de dessous. Pour des nombres de Weber suffisamment importants, la lamelle prend une forme gaussienne (cf. Modèle d'étalement 1.3.2). Le liquide s'écoulant du centre vers le bord est alors progressivement chauffé au cours de son trajet, expliquant également le fait que les températures relevées sur les bords des gouttes sont plus importantes. Dans le cas des Figures 5.6 et 5.7 le liquide atteint une température d'environ 80°C au minimum d'épaisseur se situant juste avant le bourrelet qui est bien plus épais et dont la température moyenne est inférieure. Pour les nombres de Weber de 92 et 140 des instabilités sont visibles dans le bourrelet lors de l'étalement. Ces instabilités augmentent dans le temps jusqu'à former les digitations caractéristiques de ces régimes d'impacts. Des instabilités se développent également pour de plus petits nombres de Weber sans avoir d'autre conséquence que de changer la forme globale de la goutte. Cela s'observe dans le cas du Weber de 10.2 pour lequel la goutte ne possède pas une forme parfaitement circulaire au cours de l'étalement. Ces instabilités de type Rayleigh-Taylor sont induites par la décélération d'un fluide visqueux (l'eau) dans un fluide moins visqueux (mélange air et vapeur). Ce mécanisme est décrit plus en détail au paragraphe 1.3.3.

**Fragmentation du bourrelet et éclatement :** Pour les nombres de Weber de  $We=92$  et de

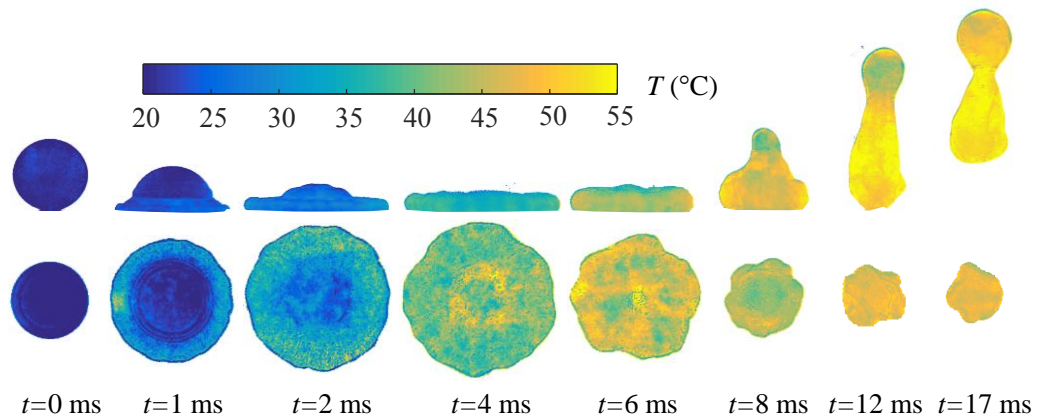


Figure 5.4 – Vue de côté et vue du dessous du champ de température dans une goutte au cours d'un impact à un nombre de Weber de  $We = 30.6$

$We=140$ , la déstabilisation du bourrelet conduit à la fragmentation de la goutte. La température des gouttes secondaires éjectées lors de la fragmentation du bourrelet n'évolue que très peu et se situe aux alentours de  $55-60^{\circ}\text{C}$ . Cependant sur les vues de dessous on constate que la lamelle, qui devient très fine avant de se fragmenter, voit sa température augmenter fortement jusqu'à atteindre une température de l'ordre de  $80-90^{\circ}\text{C}$  largement supérieure à celle du bourrelet. Durant cette phase, des trous se forment dans la lamelle du fait de la faible épaisseur de cette dernière. Le diamètre de ces trous augmente rapidement en suivant la théorie de Taylor-Culick [43]. Ces trous pouvant être nombreux, leur extension simultanée donne naissance à des ligaments de liquide ayant une température supérieure au bourrelet entourant la goutte.

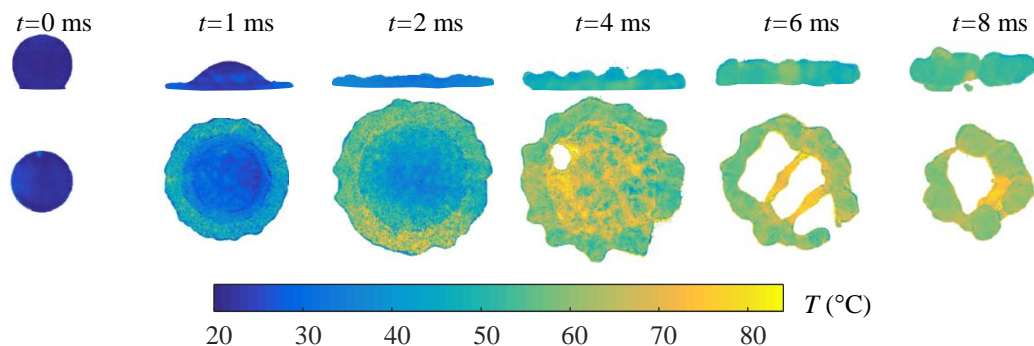


Figure 5.5 – Vue de côté et vue du dessous du champ de température dans une goutte au cours d'un impact à un nombre de Weber de  $We = 64.7$



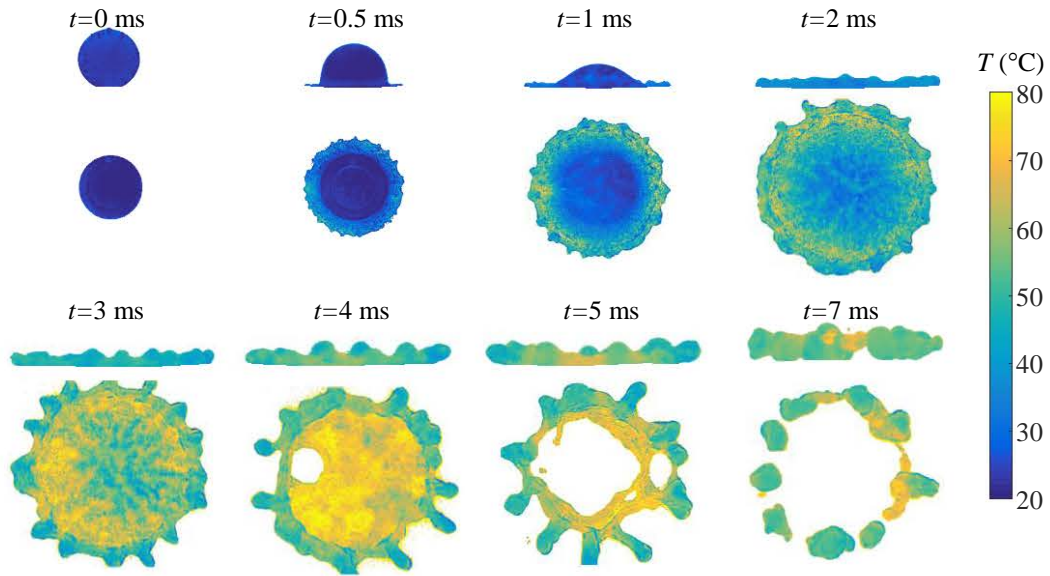


Figure 5.6 – Vue de côté et vue du dessous du champ de température dans une goutte au cours d'un impact à un nombre de Weber de  $We = 92$

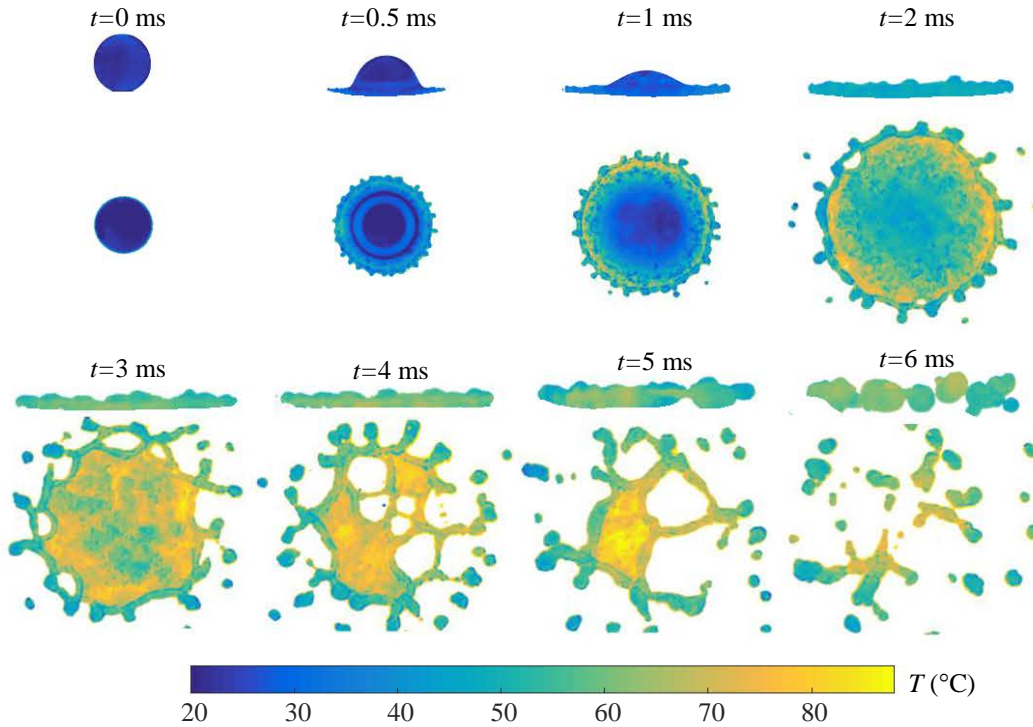


Figure 5.7 – Vue de côté et vue du dessous du champ de température dans une goutte au cours d'un impact à un nombre de Weber de  $We = 140$

## 5.2 Modélisation de l'échauffement de la goutte

La modélisation de l'échauffement de la goutte est basée sur l'idée que l'évolution de la température de la goutte ne dépend pas des conditions au niveau de la paroi solide. En effet, la température est bloquée à la température de saturation à l'interface liquide/vapeur. De plus, il est supposé que la déformation de la goutte n'est pas non plus influencée par la température de la paroi. Le modèle d'étalement présenté au chapitre 1 (cf. §1.3.2) est en accord avec cette idée. L'objectif de ce paragraphe est de voir s'il est possible de décrire l'échauffement de la goutte au moyen d'une approche simplifiée issue d'une description monodimensionnelle des transferts thermiques. Cette étude s'appuie sur le travail présenté par Breitenbach et al. [85], dans lequel la goutte est vue comme un milieu semi-infini avec  $T = T_{Sat}$  en  $z = 0$ . La brièveté de l'interaction goutte/paroi chaude plaide en faveur de cette approche, puisque la longueur caractéristique de la diffusion thermique  $l_{th} = \sqrt{a t_{impact}} \approx (1,55 \cdot 10^{-7} \times 10 \cdot 10^{-3})^{1/2}$ , est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  pendant la durée de l'interaction goutte/paroi lors d'un impact. Cependant, la convection interne de la chaleur, l'amincissement de la lamelle et la création de surface pendant la phase de l'étalement sont des phénomènes complexes et par nature 2D ou 3D.

### 5.2.1 Description monodimensionnelle de l'échauffement d'une goutte

On reprend ici la description monodimensionnelle faite par Breitenbach et al. [85] de l'échauffement d'une goutte dans le régime d'ébullition en film (figure 5.8). La goutte est un milieu semi-infini. En  $z = 0$ , la température de surface est égale à  $T_{Sat}$ , tandis qu'en  $z = +\infty$ , la température du liquide est égale à  $T_{d0}$  la température de la goutte. Cette description incorpore l'effet de la convection dans la lamelle. D'après Roisman et al. [36], le champ de vitesse dans la goutte peut être déterminé de la façon suivante :

$$u_r = \frac{r}{t} \text{ et } u_z = -\frac{2z}{t}. \quad (5.2)$$

Dans l'approximation unidimensionnelle, l'équation de la chaleur se résume à :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{2z}{t} \frac{\partial T}{\partial z} = a_l \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (5.3)$$

où  $a_l$  est la diffusivité thermique dans le liquide et  $T$  est le champ de température à l'intérieur de la goutte qui ne dépend que de  $z$ . Une solution autosimilaire peut être trouvée en introduisant le

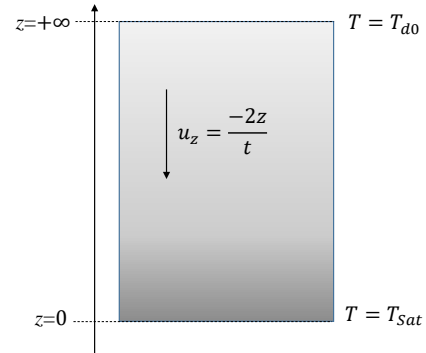


Figure 5.8 – Description monodimensionnelle du transfert de chaleur dans une goutte dans le régime d'ébullition en film proposé par Breitenbach et al. [85].

paramètre réduit :

$$\xi = \frac{z}{\sqrt{a_l t}}. \quad (5.4)$$

Un changement de variable conduit à l'équation suivante :

$$T'' + \frac{5}{2}\xi T' = 0, \quad (5.5)$$

qui doit être résolue avec les conditions aux limites suivantes :

$$T = T_{Sat} \text{ en } \xi = 0 \text{ et } T = T_{d0} \text{ en } \xi = +\infty. \quad (5.6)$$

La solution de l'équation (5.5) avec les conditions (5.6) est la suivante :

$$T(z, t) = T_{sat} + (T_{d0} - T_{sat}) \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{5}z}{2\sqrt{a_l t}} \right). \quad (5.7)$$

Cette expression permet d'évaluer la densité du flux de chaleur entrant dans la goutte en  $z = 0$  :

$$q_L = \lambda_l \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{C_{qL}}{\sqrt{t}}, \quad (5.8)$$

où  $C_{qL} = \frac{\sqrt{5}e_l}{\sqrt{\pi}} (T_{Sat} - T_{d0})$ , et  $e_l$  désigne l'effusivité thermique du liquide. Cette expression correspond à la réponse d'un mur infini soumis à un créneau de température. Il s'agit d'une approximation qui ne permet pas de prendre en compte tous les phénomènes (caractère bi ou tridimensionnel des transferts, dimension finie de la goutte, variation de la surface d'échange).

Afin de déterminer l'échauffement de la goutte, Breitenbach et al.[85] proposent de multiplier le flux  $q_L$  de la solution du problème 1D (équation 5.8) par la surface d'échange  $S_e$  entre la goutte et la paroi. Ainsi, on espère qu'une bonne approximation pour le flux d'échauffement des gouttes est donnée à chaque instant par le produit :

$$Q_L = q_L \cdot S_e, \quad (5.9)$$

où  $S_e = \pi d_c^2/4$  et  $d_c$  est le diamètre de contact apparent entre la goutte et la paroi.

Le diamètre de contact  $d_c$  peut être estimé à l'aide de techniques de visualisation comme l'ombroscopie. Castanet et al. [16] ont proposé un modèle qui permet de décrire l'étalement de la goutte, ainsi que l'évolution de  $d_c$ . Ce modèle a été élaboré en se basant sur des vues de côté. Des vues de dessous sont également particulièrement bien adaptées pour déterminer la surface d'étalement de la goutte. Ces images permettent de prendre en compte la fragmentation, les protubérances sur le bord de la goutte et les trous de la lamelle aux nombres de Weber élevés. Dans ce qui suit, la surface d'échange sera estimée à partir du diamètre d'étalement basé sur des vues de dessous issues de l'imagerie de fluorescence. Un écart significatif est cependant attendu aux faibles nombres de Weber, du fait des bords arrondis de la goutte.

### 5.2.2 Validation expérimentale

Le modèle d'échauffement précédent est comparé aux mesures de la température à différents instants, qui ont été obtenues par la technique 2cLIF dans le cas de gouttes injectées à 20°C. A cause de la déformation de la goutte, il existe parfois une différence importante entre les vues de côté et de dessous. Dans ce qui suit, pour des raisons de simplicité, la température expérimentale est la moyenne entre les vues de dessous et de côté. La figure 5.9 montre l'évolution de la température calculée en se basant sur l'équation 5.9, la densité de flux théorique (équation 5.8) et le diamètre d'étalement des vues de dessous de la LIF. On observe un écart important entre l'expérience et la théorie. Le modèle théorique sous-estime systématiquement l'échauffement et doit donc être corrigé. Une multiplication par un facteur 3 du flux de chaleur permet de retrouver une bonne dynamique d'échauffement mais au prix d'un dépassement systématique de la température sur la fin de la période d'interaction.

L'introduction du facteur 3 soulève des questions. Ce facteur est probablement dû à la nature bi-ou tri-dimensionnelle des transferts de chaleur qui n'a pas été considérée dans le modèle. Par ailleurs, en raison de la variation de la surface d'étalement au cours de l'étalement, le transfert thermique ne commence pas partout au même moment. A minima, il conviendrait de décaler dans le temps la solution (5.8). On peut montrer que cela revient à calculer le produit de convolution :

$$Q_L(t) = q_L(t) * S_e(t), \quad (5.10)$$

où  $q_L(t) = C_q/\sqrt{t}$  est la solution du problème 1D (équation 5.8). Il a été vérifié sur plusieurs exemples que l'équation 5.10 conduit à une valeur de  $Q_L$  qui est environ 2,7 fois supérieure à celle obtenue par l'application de 5.9,  $q_L$  étant donné par l'équation 5.8 dans les deux cas.

Sur la figure 5.9, on peut voir qu'il existe manifestement dans les expériences un effet de saturation. L'échauffement de la goutte s'arrête brutalement contrairement aux prévisions du modèle théorique. Cela s'explique probablement par le fait que la goutte n'est pas un milieu semi-infini. Au cours de l'étalement, la lamelle devient très fine, ce qui limite le transfert de chaleur.

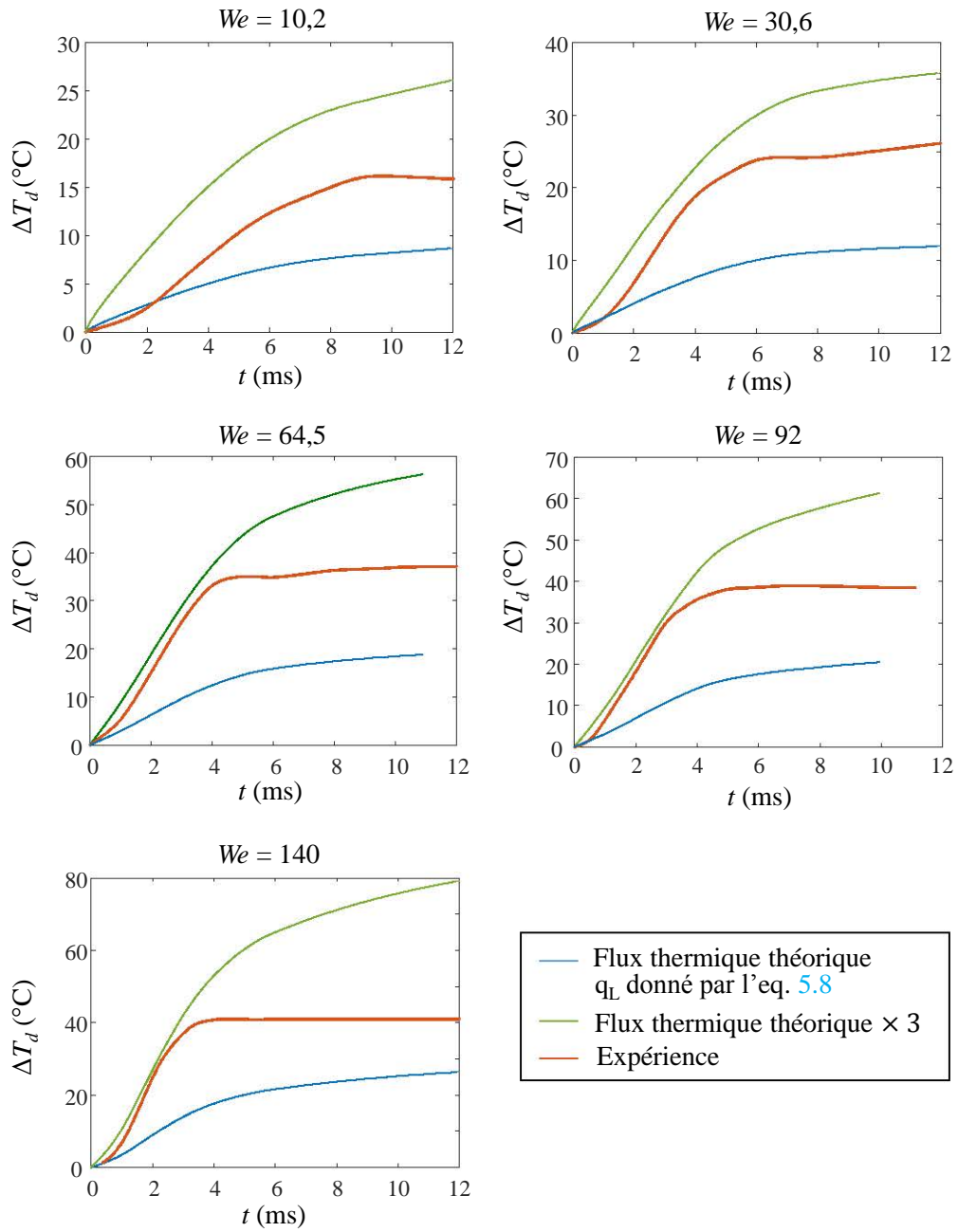


Figure 5.9 – Échauffement de gouttes d'eau injectées à 20°C. Comparaison entre l'expérience et les prédictions du modèle monodimensionnel.

### 5.2.3 Prise en compte de l'épaisseur finie de la goutte

Afin de prendre en compte l'épaisseur finie de la goutte, le problème décrit à la figure 5.8 a été modifié. Pour garder une approche monodimensionnelle, la lamelle est vue comme un disque plat dont le diamètre  $d_c$  et dont l'épaisseur  $Ep$  varie au cours du temps. Le problème à résoudre est donc le suivant :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{2z}{t} \frac{\partial T}{\partial z} = a_l \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (5.11)$$

$$T = T_{Sat} \text{ en } z = 0, \quad (5.12)$$

$$dT/dz = 0 \text{ en } z = Ep(t). \quad (5.13)$$

Pour la résolution, on pose  $\xi = \frac{z}{Ep(t)}$ , ce qui permet de formuler le problème précédent dans un domaine aux frontières fixes (figure 5.10) :

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} - \left( \xi \frac{Ep'}{Ep} + \frac{2\xi}{\tau} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi} = a_l \frac{1}{Ep^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2}, \quad (5.14)$$

$$T = T_{Sat} \text{ en } \xi = 0, \quad (5.15)$$

$$dT/d\xi = 0 \text{ en } \xi = 1. \quad (5.16)$$

La fonction  $Ep(t)$  est définie à partir de l'épaisseur  $h_l$  de la lamelle au centre de la goutte dont une expression a été proposée à l'équation (1.38). Ainsi, on pose :

$$\frac{Ep}{h_l(r=0)} = \alpha, \quad (5.17)$$

où  $h_l(r=0)/d_0 = \eta / (t^* + \tau)^2$  avec  $\eta = 0,39$ ,  $\tau = 0,25$  et  $t^* = t V_0/d_0$ . La résolution de l'équation (5.14) a été effectuée sous COMSOL par la technique des éléments finis. Le flux de chaleur  $q_L$  est finalement déduit de ces calculs. Comme le montre la figure 5.11,  $q_L$  commence par suivre l'évolution temporelle en  $t^{-1/2}$  décrite à l'équation (5.8). Lorsque l'épaisseur de la lamelle devient suffisamment petite, le flux  $q_L$  tend rapidement vers 0.

La valeur du paramètre  $\alpha$ , introduit à l'équation (5.17), doit être déterminée à partir d'une comparaison avec l'expérience. La figure 5.12 montre l'évolution de la température calculée pour plusieurs valeurs de  $\alpha$  dans le cas  $We = 64$ . Cette figure indique qu'une valeur de  $\alpha$  proche de 1/3 peut donner des résultats satisfaisants. Cette valeur de  $\alpha$  a donc été testée avec d'autres nombres de Weber (figure 5.13).

Le modèle théorique semble capable de reproduire les résultats expérimentaux avec une bonne précision en particulier pour les nombres de Weber les plus élevés. Un écart assez important est

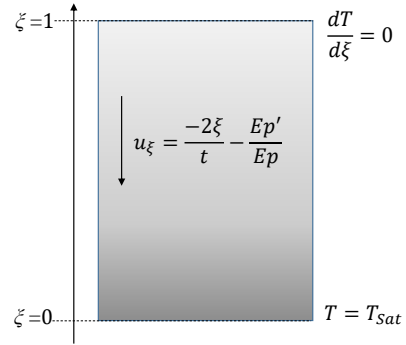


Figure 5.10 – Description monodimensionnelle du transfert de chaleur dans une goutte d'épaisseur variable dans le temps.

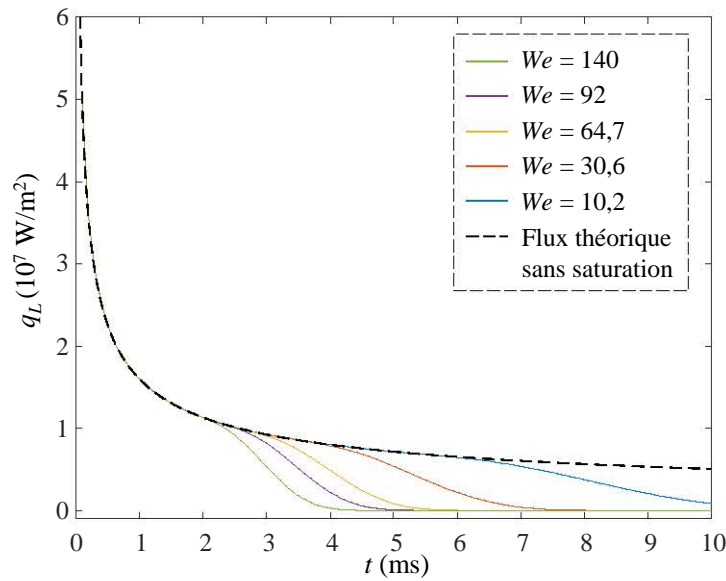


Figure 5.11 – Évolution de la densité de flux de chaleur  $q_L$ . Prise en compte de l'effet de saturation de la température en posant arbitrairement  $\alpha = 1/3$ .

néanmoins observé pour  $We = 10, 2$ . Dans le cas de cette petite valeur du nombre de Weber, la solution asymptotique pour le champ de vitesse dans la goutte n'est jamais atteinte. Ceci affecte le modèle d'étalement de la goutte et l'épaisseur de la lamelle. La surface d'étalement issue des vues de dessous de la LIF conduit à une surestimation importante des échanges de chaleur. Si la surface de contact est remplacée par son évolution calculée à partir du diamètre de contact mesuré sur des vues de côté par ombroscopie, un bon accord entre le modèle et la théorie peut être obtenu (figure 5.14).

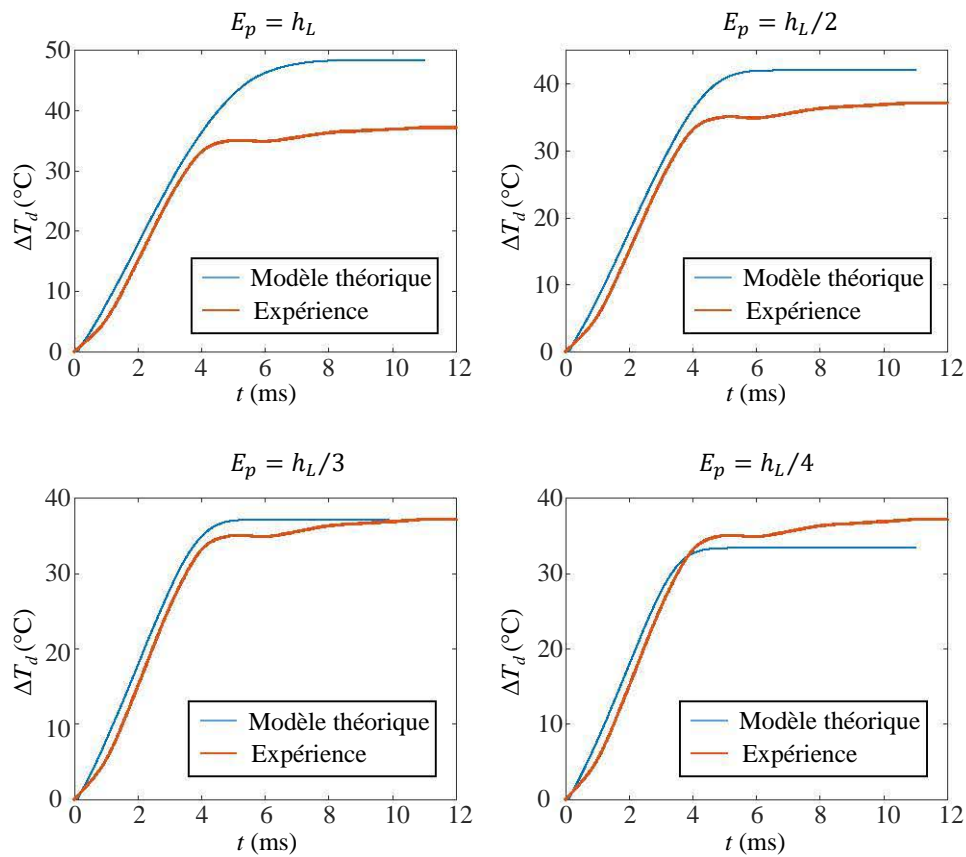


Figure 5.12 – Influence du paramètre  $\alpha$  sur l'échauffement calculé à l'aide du modèle théorique dans le cas d'un impact à  $We = 64, 5$ . Ici, la densité de flux théorique  $q_L$  de l'équation 5.8 a été multiplié par 3 conformément à la discussion du paragraphe 5.2.2 et l'équation 5.9 est utilisée pour déterminer le flux  $Q_L$ .



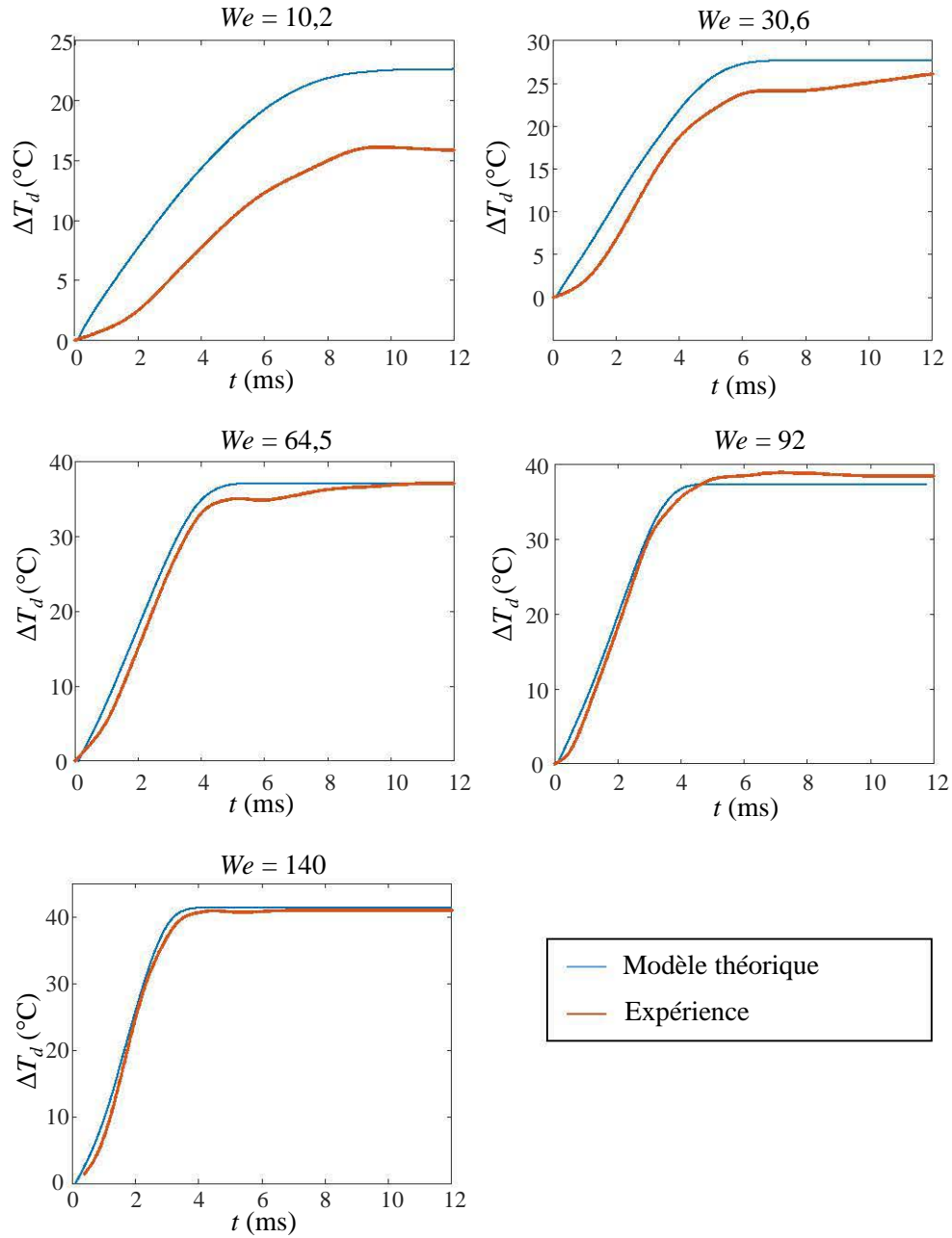


Figure 5.13 – Échauffement de gouttes d’eau injectées à 20°C. Comparaison entre l’expérience et les prédictions du modèle monodimensionnel avec prise en compte de l’épaisseur finie de la goutte ( $\alpha = 1/3$ ). La densité de flux théorique  $q_L$  de l’équation 5.8 a été multipliée par 3 et l’équation 5.9 est utilisée pour déterminer le flux  $Q_L$ .

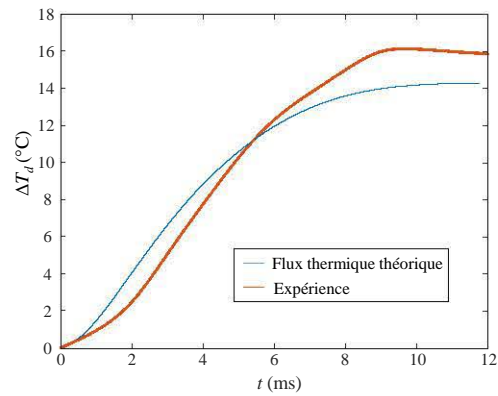


Figure 5.14 – Échauffement d’une goutte d’eau injectée à 20°C à  $We = 10, 2$ . Comparaison entre l’expérience et le modèle théorique en se basant sur le diamètre de contact  $d_c$  visible sur des images de côté de l’impact. La densité de flux théorique  $q_L$  de l’équation 5.8 a été multipliée par 3 et l’équation 5.9 est utilisée pour déterminer le flux  $Q_L$ .

### 5.3 Modélisation de la croissance du film de vapeur

L'approche développée ici consiste à modéliser la croissance du film de vapeur à l'aide d'un modèle 1D transitoire. Pour cela, l'écoulement de la vapeur dans le film est supposé être assimilable à un écoulement de Poiseuille (hypothèse de lubrification). Il s'agira ensuite d'utiliser les équations de continuité et de conservation de la masse, couplées aux conditions aux limites (faisant intervenir les propriétés du fluide et la température de paroi), pour en déduire la dynamique d'épaississement du film de vapeur.

#### 5.3.1 Description de l'écoulement dans le film de vapeur

Compte-tenu de l'axisymétrie de la goutte, les équations de Navier-Stokes appliquées au film de vapeur peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_v \left[ \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_r}{r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_v \left[ \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (5.19)$$

Ces équations se simplifient en raison de la faible épaisseur du film de vapeur qui est typiquement de quelques microns. La longueur caractéristique du film de vapeur est  $d_c$ , le diamètre de contact apparent entre la goutte et la paroi ( $d_c \gg h$ ). L'ordre de grandeur des termes des équations (5.18) et (5.19) est le suivant :

$$\frac{\partial v_r}{\partial z} \sim \frac{v_r}{h}, \quad \frac{\partial v_r}{\partial r} \sim \frac{v_r}{d_c}, \quad \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} \sim \frac{v_r}{d_c^2} \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \sim \frac{v_r}{h^2}$$

L'écoulement étant à priori incompressible, l'équation de continuité se met sous la forme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (5.20)$$

De cette équation, on en déduit que :

$$v_z \sim \frac{h}{d_c} v_r. \quad (5.21)$$

Ainsi,  $v_z$  est négligeable devant  $v_r$  et l'équation (5.18) devient :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_v \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}. \quad (5.22)$$

De plus,  $\frac{\partial v_r}{\partial t} \sim \frac{v_r}{t_{\text{impact}}}$ , où  $t_{\text{impact}}$  est de l'ordre de la durée de l'interaction goutte/paroi, c'est-à-dire quelques ms. Le terme instationnaire de l'équation (5.22) peut donc être négligé par rapport au terme visqueux, sachant que  $h \sim 1 \mu\text{m}$  et  $\nu_v \approx 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ . Ainsi, une bonne approximation pour

le champ de vitesse est celle d'un écoulement de Poiseuille :

$$\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial r} = v_v \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}. \quad (5.23)$$

Même si l'épaisseur du film varie avec le temps, l'écoulement dans le film sera décrit par une succession d'état quasi-stationnaire décrit par l'équation (5.23). En traitant  $h$  comme une constante, la conservation de la masse appliquée au film de vapeur permet d'écrire :

$$\pi r^2 \dot{m}'' = 2\pi r h \rho_v \bar{v}_r(r), \quad (5.24)$$

où  $\dot{m}''$  est le débit massique de vapeur par unité de surface sous la goutte et  $\bar{v}_r(r) = \frac{1}{h} \int_0^h v_r dz$ . D'après l'équation (5.24), la composante radiale de la vitesse de la vapeur augmente proportionnellement à  $r$ . Ceci conduit à rechercher le champ de vitesse sous la forme :

$$v_r = (bz + cz^2) r, \quad (5.25)$$

où les paramètres  $b$  et  $c$  varient lentement dans le temps. D'après l'équation (5.20),

$$v_z = - \int \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} dz = bz^2 + \frac{2}{3}c z^3. \quad (5.26)$$

Par ailleurs, il est supposé que l'épaisseur du film de vapeur  $h$  est uniforme mais variable au cours du temps. Au niveau de l'interface liquide/vapeur,

$$v_r(r, z = h) = 0. \quad (5.27)$$

L'équation précédente permet de trouver que  $c = -b/h$ . La conservation de la masse à l'interface liquide/vapeur permet d'écrire :

$$\rho_l \left( v_{l,s} - \frac{dh}{dt} \right) = \rho_{v,s} \left( v_z(r, z = h) - \frac{dh}{dt} \right) = -\dot{m}'', \quad (5.28)$$

où l'indice  $s$  correspond aux conditions rencontrées à la surface de la goutte à  $T = T_{Sat}$ . La vitesse du liquide selon  $z$  est désignée par  $v_{l,s}$ . Comme dans le cas de l'équation (5.24),  $\dot{m}''$  est de signe positif en cas d'évaporation. D'après l'équation (5.28),

$$v_z(r, z = h) = \frac{dh}{dt} - \frac{\dot{m}''}{\rho_{v,s}}. \quad (5.29)$$

En utilisant les équations (5.26), (5.27) et (5.29),

$$\frac{dh}{dt} - \frac{\dot{m}''}{\rho_{v,s}} = -\frac{b h^2}{3} \quad (5.30)$$

Le transfert de chaleur dans le film de vapeur est dominé par la conduction thermique selon  $z$  en raison de la faible épaisseur du film. Ainsi, la densité du flux de chaleur  $q_W$  extrait de la paroi est déterminée par :

$$q_W = \lambda_v \frac{T_c - T_{Sat}}{h}, \quad (5.31)$$

où  $T_c$  est la température à la surface de la paroi solide qui peut varier au cours du temps puisque l'impact de la goutte provoque le refroidissement de la paroi. Par ailleurs, la conservation de l'énergie permet d'écrire que :

$$\frac{\pi d_c^2}{4} q_W = \frac{\pi d_c^2}{4} L_{v_e} \dot{m}'' + \pi d_c \rho_v C_{p_v} T_{film} \int_0^h v_r(r = d_c/2, z) dz + \frac{\pi d_c^2}{4} q_L, \quad (5.32)$$

où  $q_L$  est la chaleur entrant dans la goutte et  $L_{v_e} = L_v - C_{p_v,s} T_{sat}$ . L'introduction de la température de film  $T_{film} = (T_{Sat} + T_c)/2$  est ici justifiée, car le profil de température dans le film est linéaire selon  $z$ . D'après les équations (5.25) et (5.27),

$$\int_0^h v_r(r = d_c/2, z) dz = \frac{b h^2}{12} d_c \quad (5.33)$$

L'équation précédente se réécrit alors sous la forme :

$$\lambda_v \frac{\Delta T}{h} = L_{v_e} \dot{m}'' + \rho_v C_{p_v} T_{film} \frac{b h^2}{3} + q_L \quad (5.34)$$

où  $\Delta T = T_c - T_{Sat}$ . Cette équation permet de déterminer le débit surfacique de vapeur :

$$\frac{\dot{m}''}{\rho_l} = \frac{A}{h} - \frac{b}{3} B h^2 - \frac{q_L}{\rho_l L_{v_e}} \quad (5.35)$$

où  $A = \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_l L_{v_e}}$  et  $B = \frac{\rho_v C_{p_v} T_{film}}{\rho_l L_{v_e}}$ . En utilisant les équations (5.30) et (5.35), on trouve que :

$$b = \frac{3}{h^2} \frac{\rho_l}{\rho_{vs} + \rho_l B} \left( \frac{A}{h} - \frac{\rho_{vs}}{\rho_l} \frac{dh}{dt} - \frac{q_L}{\rho_l L_{v_e}} \right). \quad (5.36)$$

Le champ de vitesse dans le film de vapeur est donc déterminé par :

$$\begin{cases} v_r = b r z \left(1 - \frac{z}{h}\right) \\ v_z = -b z^2 + \frac{2}{3} \frac{b z^3}{h} \end{cases} \quad (5.37)$$

### 5.3.2 Bilan de quantité de mouvement et force d'impact

La somme des forces extérieures qui s'exercent sur la goutte sont le poids  $m \cdot g$  et la réaction du film de vapeur sur la goutte  $F$ . En désignant par  $G$  le centre de masse de la goutte, et en négligeant

la perte de masse liée à l'évaporation :

$$m \frac{dV_G}{dt} + m \cdot g = F, \quad (5.38)$$

où  $m$  est la masse de la goutte et  $V_G$  est la vitesse du centre de masse. La réaction du film sur la goutte résulte des efforts de pression. D'après l'équation (5.38),

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + \mu_v \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} = 0 \quad (5.39)$$

En réutilisant l'équation (5.37),

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{2\mu_v b r}{h}. \quad (5.40)$$

Après intégration,

$$P(r) - P(r=0) = -\frac{\mu_v b r^2}{h}, \quad (5.41)$$

Sur le bord de la goutte  $P(r = d_c/2) = 0$ , ainsi on a :

$$P(r) = \frac{\mu_v b}{h} \left( \frac{d_c^2}{4} - r^2 \right). \quad (5.42)$$

La force exercée par le film de vapeur sur la goutte est donc déterminée par :

$$F = 2\pi \int_{r=0}^{d_c/2} P(r) r dr = \frac{\pi}{32} \mu_v \frac{b d_c^4}{h}. \quad (5.43)$$

En utilisant les équations (5.36) et (5.38),

$$F = \frac{3\pi}{32} \mu_v \frac{d_c^4}{h^3} \frac{\rho_l}{\rho_{vs} + \rho_l B} \left( \frac{A}{h} - \frac{q_L}{\rho_l L v_e} - \frac{\rho_{vs}}{\rho_l} \frac{dh}{dt} \right). \quad (5.44)$$

Dans le cas où  $B = 0$ , d'après l'équation (5.35),  $q_W - q_L = L v_e \dot{m}''$ . L'équation (28) peut se réécrire sous une forme plus simple :

$$F = \frac{3\pi}{32} \mu_v \frac{d_c^4}{h^3} \left( \frac{\dot{m}''}{\rho_{vs}} - \frac{dh}{dt} \right). \quad (5.45)$$

D'après l'équation (5.29),

$$F = -\frac{3\pi}{32} \mu_v \frac{d_c^4}{h^3} v_z(r, z = h) \quad (5.46)$$

Cette expression correspond à la relation de Stefan-Reynolds [86] qui établit la force qui s'oppose au rapprochement de deux surfaces planes parallèles à la vitesse  $v_z$ . Dans le cas présent,  $v_z$  n'est pas égale à  $dh/dt$  du fait de l'éjection de la vapeur à la vitesse  $\dot{m}''/\rho_{v,s}$  qui se rajoute et renforce la force qui s'oppose au rapprochement des deux surfaces.

D'après l'équation (5.44), l'évolution du film de vapeur peut être déduite de la résolution de l'équa-

tion suivante :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\rho_l}{\rho_{vs}} \left( \frac{A}{h} - \frac{q_L}{\rho_l L v_e} \right) - \frac{32}{3\pi} \left( 1 + B \frac{\rho_l}{\rho_{vs}} \right) \frac{h^3 F}{\mu_v d_c^4}. \quad (5.47)$$

La difficulté réside ici dans la connaissance des paramètres  $F$ ,  $q_L$  et  $d_c$ . Chacun de ces termes doit être préalablement modélisé pour résoudre l'équation (5.47).

**Vérification dans le cas de la goutte sessile :** On considère ici une goutte déposée sans vitesse.  $\frac{dV_G}{dt}$  et  $\frac{dh}{dt}$  sont nuls. De plus,  $q_L$  est égale à 0, car la goutte a atteint la température de saturation du liquide. Pour simplifier, on fait l'approximation  $B = 0$  et  $L v_e = L v$ . Dans ces conditions, l'équation (5.47) devient :

$$m \cdot g = \frac{3\pi}{32} \mu_v \frac{d_c^4}{h^4} A \frac{\rho_l}{\rho_{vs}}. \quad (5.48)$$

Si la taille de la goutte est bien supérieure à la longueur capillaire  $a = \sqrt{\sigma/\rho_l g}$ , elle prend une forme aplatie et sa hauteur est à peu près égale à  $2a$ . Ainsi,

$$m = \frac{\pi}{2} \rho_l d_c^2 a. \quad (5.49)$$

D'après l'équation (5.49), l'épaisseur du film de vapeur est déterminée par :

$$h = \left( \frac{3}{4} \frac{\mu_v \lambda_v \Delta T}{L v_e \rho_l \rho_{vs} g a} \right)^{1/4} \left( \frac{d_c}{2} \right)^{1/2}. \quad (5.50)$$

On retrouve une expression identique à celle proposée par Biance et al. [87] pour l'épaisseur du film de vapeur d'une goutte sessile de taille  $d_0 \gg a$ .

### 5.3.3 Analyse de la croissance du film de vapeur aux temps longs

Une estimation de la force d'impact  $F$  peut être obtenue expérimentalement en observant des gouttes par ombroscopie. La position du centre de masse peut être déterminée à partir de l'analyse des images. La figure 5.15a présente l'évolution de la vitesse  $V_G$  divisée par  $V_0$  en fonction du temps réduit  $t^* = t V_0/d_0$ .

Lorsque  $t^* < 0,5$ , on peut remarquer que le rapport  $V_G/V_0$  dépend très peu du nombre de Weber  $We$ . Pour  $We \leq 30$ , la goutte rebondit ce qui se manifeste par une ré-accélération brutale qui permet à la goutte de quitter la paroi. Pour  $We \geq 60$ , la goutte se fragmente et le centre de masse globale (celui de l'ensemble des fragments) suit une évolution comparable quelle que soit la vitesse d'impact  $V_0$ .

Grâce à ces résultats, il a été possible d'estimer l'accélération et donc la force d'impact  $F$ . Comme le montre la figure 5.15b, la force d'impact est maximale au début de l'impact, puis elle décroît rapidement. Après une période assez courte (typiquement moins d'une milliseconde), la réaction du film de vapeur n'est plus que de l'ordre de  $10^{-3}$  N à  $10^{-2}$  N. Cette valeur peut sembler faible, mais il s'agit d'environ 100 à 1000 fois le poids de la goutte. Les transferts thermiques sont essentiels

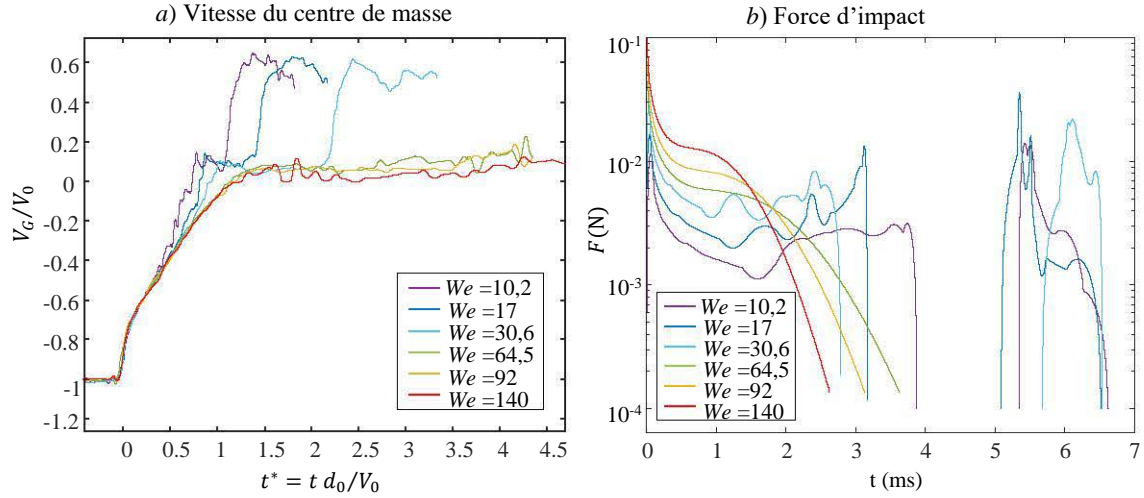


Figure 5.15 – Évolution de la vitesse du centre de masse de la goutte en fonction du temps adimensionnel  $t^*$  et estimation de la force d'impact correspondante.

pour décrire l'évolution du film de vapeur aux temps longs lorsque la force d'impact a relaxé. Il convient de distinguer la goutte froide pour laquelle  $q_L$  joue un rôle important dans l'équation (5.47) et la goutte chaude pour laquelle  $q_L$  est au contraire négligeable.

- **La goutte froide :** Cette situation est rencontrée dans le cas d'une goutte, dont la température initiale  $T_{d0}$  est assez éloignée de la température de saturation. Par exemple, dans le cas d'une goutte d'eau injectée à 20°C, les mesures indiquent que  $h$  est d'environ 2  $\mu\text{m}$  et  $q_L$  de l'ordre de 1 MW/m<sup>2</sup>. Ces valeurs peuvent être utilisées pour comparer les différents termes de l'équation (5.47)<sup>1</sup> :

$$\frac{dh}{dt} \approx \frac{2 \times 10^{-6}}{10 \times 10^{-3}} \approx 2 \times 10^{-4}, \quad \frac{\rho_l A}{\rho_{vs} h} \approx 6,76 \text{ et } \frac{\rho_l}{\rho_{vs}} \cdot \frac{q_L}{\rho_l L_{ve}} \approx 0,55$$

En prenant  $d_c \approx d_0$ ,

$$\frac{32}{3\pi} \left( 1 + B \frac{\rho_l}{\rho_{vs}} \right) \frac{h^3 F}{\mu_v d_c^4} \approx 0,04 F \approx 4 \cdot 10^{-4}.$$

Compte tenu de ces estimations, l'équation (5.47) peut se simplifier de la façon suivante :

$$\frac{A}{h} = \frac{q_L}{\rho_l L_{ve}}. \quad (5.51)$$

1. Pour les propriétés de la vapeur d'eau dans le film, les calculs sont basés sur les valeurs suivantes :  $T_c = 600^\circ\text{C}$ ,  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ,  $T_{film} = 350^\circ\text{C}$ ,  $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{vs} = 0,5976 \text{ kg/m}^3$ ,  $L_v = 2256 \text{ kJ/kg}$ ,  $C_{p_v}(350^\circ\text{C}) = 2040 \text{ J/kg/K}$ ,  $C_{p_v}(100^\circ\text{C}) = 2080 \text{ J/kg/K}$ ,  $\lambda_v(350^\circ\text{C}) = 49 \times 10^{-3} \text{ W/m/K}$  et  $\mu_v(350^\circ\text{C}) = 22,37 \times 10^{-6} \text{ Pa.s}$ . Ces valeurs conduisent à  $L_{ve} = 3,032 \times 10^6 \text{ J/kg}$ ,  $A = 8,08 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $B = 1,48 \times 10^{-4}$ .



En se rappelant que  $A = \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_l L_{ve}}$ ,

$$h = \frac{\lambda_v \Delta T}{q_L} \quad (5.52)$$

Cette expression conduit immédiatement à  $q_W = q_L$ , ce qui signifie que l'évaporation joue un rôle négligeable dans le bilan énergétique. Pour cette goutte froide, l'évolution du film de vapeur n'est pas influencée par la vitesse et la taille de la goutte. Elle est contrôlée uniquement par le transfert de chaleur vers la phase liquide. En admettant que  $q_L = C_{qL} t^{-1/2}$  (cf. équation 5.8 au §5.2), le film de vapeur s'épaissit selon la loi suivante :

$$h = \frac{\lambda_v \Delta T}{C_{qL}} \sqrt{t}. \quad (5.53)$$

- **La goutte chaude :** Le film de vapeur est plus épais que dans le cas précédent de la goutte froide, ce qui permet à la force d'impact d'avoir un effet plus important puisque le terme avec  $F$  dans l'équation (5.47) augmente avec  $h^3$ . Considérons une goutte d'eau identique à celle de l'exemple précédent qui est injectée à 80°C, les mesures indiquent que l'épaisseur du film de vapeur est d'environ 20  $\mu\text{m}$ , tandis que  $q_L$  est de l'ordre de 0,2 MW/m<sup>2</sup>.

$$\frac{dh}{dt} \approx \frac{20 \times 10^{-6}}{10 \times 10^{-3}} \approx 2 \times 10^{-3}, \quad \frac{\rho_l A}{\rho_{vs} h} \approx 0,67, \quad \frac{\rho_l}{\rho_{vs}} \cdot \frac{q_L}{\rho_l L_{ve}} \approx 0,1$$

En supposant  $d_c \approx d_0$ , le terme  $\frac{32}{3\pi} \left(1 + B \frac{\rho_l}{\rho_{vs}}\right) \frac{h^3 F}{\mu_v d_c^4} \approx 40 F \approx 0,4$ . Une force d'environ  $10^{-2}$  N n'est à priori pas négligeable. Une analyse plus approfondie est donc nécessaire afin de tenir compte des aspects transitoires. En effet, l'étalement  $d_c$ , l'échauffement  $q_L$  et la force d'impact  $F$  varient dans des proportions importantes au cours du temps. La figure 5.16 montre la solution numérique de l'équation (5.47) en supposant que  $d_c$  suit l'évolution observée expérimentalement pour  $We = 30,6$  et en se basant sur l'équation (5.8) pour évaluer le densité de chaleur  $q_L$  transférée à la phase liquide<sup>2</sup>. La figure 5.16 met en évidence qu'une force de  $10^{-2}$  N ne modifie l'évolution de  $h$  qu'à partir d'une température  $T_{d0}$  de 90°C. Un effet de la force d'impact est donc assez peu probable même pour une goutte chaude. D'autant plus qu'une force de  $10^{-2}$  N est un majorant. En pratique,  $F$  diminue très rapidement au cours du temps.

### 5.3.4 Analyse de l'évolution du film de vapeur aux temps courts

Aux temps courts, les expériences de la figure 5.15 ne sont pas assez résolues dans le temps pour déterminer la décélération du centre de masse. Néanmoins, il est possible d'évaluer la force d'impact dans le cas limite, où la goutte est indéformable. Il faut résoudre les équations du mouvement suivantes pour :

2. Il a été établi au paragraphe 5.2 que  $q_L = C_{qL} t^{-1/2}$  où  $C_{qL} = 3\sqrt{5}e_l (T_{sat} - T_{d0})/\sqrt{\pi}$

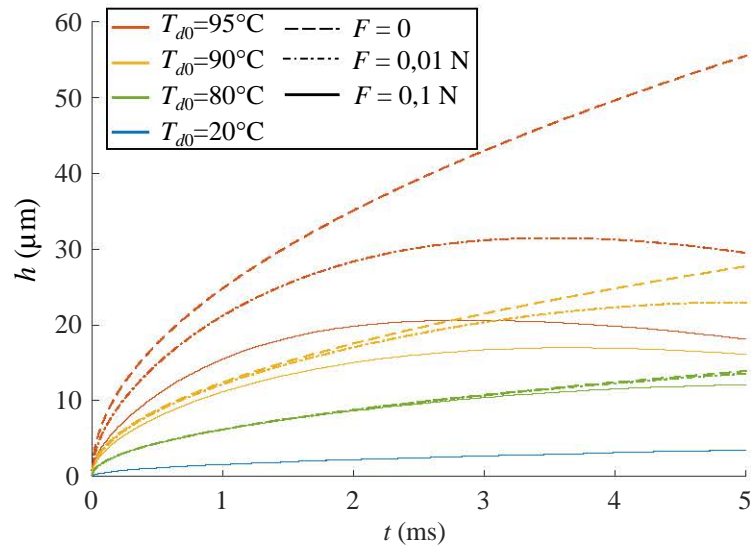


Figure 5.16 – Influence de la force d’impact sur l’évolution de l’épaisseur du film de vapeur pour différentes températures initiales  $T_{d0}$ . La force d’impact est supposée constante. Cas d’un impact à  $We = 30,6$ .

- l’impact d’un disque indéformable :

$$m \ddot{h} = -\frac{3\pi}{32} \mu_v \frac{d_c^4}{h^3} v_z, \quad (5.54)$$

- l’impact d’une sphère rigide :

$$m \ddot{h} = -\frac{3}{2} \mu_v \frac{d_0^2}{h} v_z. \quad (5.55)$$

En l’absence d’évaporation à la surface de la particule,  $v_z = \dot{h}$ . Comme établi dans le cas du disque à l’équation (5.45), l’effet d’une évaporation peut être pris en compte en posant  $v_z = \dot{h} - \frac{\dot{m}''}{\rho_{vs}}$ . Une résolution numérique des équations (5.54) et (5.55) a été effectuée pour différentes valeurs de  $d_c$  et différentes vitesses d’impact.

**Effet de l’évaporation et des transferts thermiques :** L’évaporation, c’est-à-dire le terme  $-\frac{\dot{m}''}{\rho_{vs}}$  dans  $v_z$ , ne semble pas avoir d’effet notable sur l’épaisseur du film de vapeur aux temps courts. Pour le montrer, un disque de diamètre  $d_c = d_0/5$  où  $d_0 = 2,5$  mm et une vitesse initiale  $V_0 = 0,5$  m/s ont été considérés. Dans les calculs, l’échauffement de la goutte est ”déclenché” quand  $h$  devient inférieur à une hauteur limite fixée à  $h_0 = 20$  μm. La température de saturation est alors supposée immédiatement atteinte à la surface de la goutte. Le débit massique de vapeur  $\dot{m}''$  est ensuite déterminé à partir de l’équation (5.35). D’après le modèle développé au paragraphe 5.2,  $q_L = C_{qL}(t - t_0)^{-1/2}$  avec  $h(t_0) = h_0$  et  $C_{qL} = 3\sqrt{5}e_l(T_{sat} - T_{d0})/\sqrt{\pi}$ . Comme le montre la figure 5.17, la goutte ne touche jamais la paroi. L’épaisseur minimale du film de vapeur et la force d’impact ne sont pratiquement pas modifiées quand  $T_{d0}$  varie de 20°C à 100°C. Pour cette particule indéformable, la force d’impact dépasse plusieurs Newton, mais elle ne s’exerce que sur une brève durée inférieure à 1 μs (figure 5.17.b).

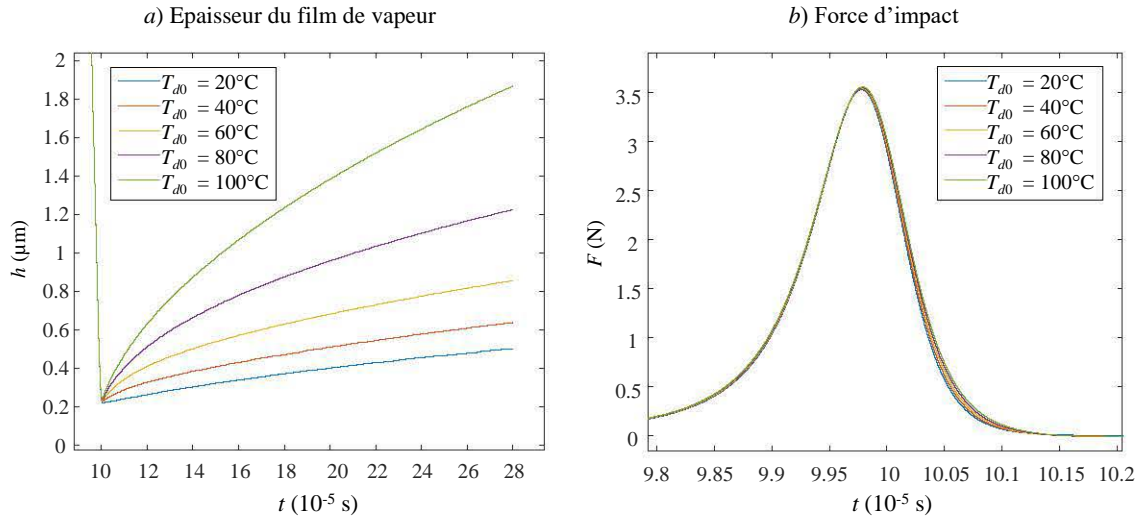


Figure 5.17 – Évolution de l'épaisseur du film de vapeur et de la force d'impact dans le cas de l'impact d'un disque de diamètre  $d_c = d_0/5$  de masse identique à une goutte d'eau de diamètre  $d_0 = 2,5$  mm,  $V_0 = 0,5$  m/s. Le disque est lâché à une hauteur de  $50$   $\mu\text{m}$  et  $\Delta T = 500^\circ\text{C}$ .

**Effet de la vitesse d'impact :** La force d'impact augmente avec  $V_0$ , ce qui réduit l'épaisseur du film de vapeur (figure 5.18). Là encore, il faut souligner que la force d'impact s'estompe rapidement, car la goutte a été supposée indéformable.

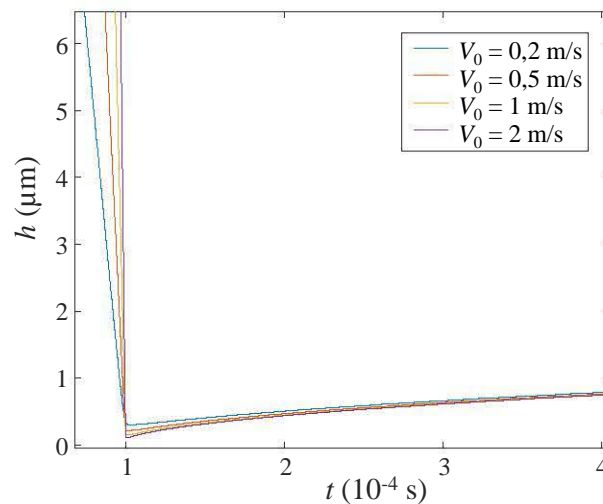


Figure 5.18 – Évolution de l'épaisseur du film de vapeur dans le cas de l'impact d'un disque de diamètre  $d_c = d_0/5$  de masse identique à une goutte d'eau de diamètre  $d_0 = 2,5$  mm à la température de  $40^\circ\text{C}$ . La température de paroi est  $\Delta T = 500^\circ\text{C}$ .

**Effet de la forme de la goutte :** Il est difficile de reproduire simplement la déformation d'une goutte. En revanche, différentes valeurs de  $d_c$  dans l'équation (5.54) peuvent être facilement testées. Les calculs indiquent que la forme de la goutte peut influencer de façon considérable l'épaisseur du film de vapeur aux premiers instants (figure 5.19).

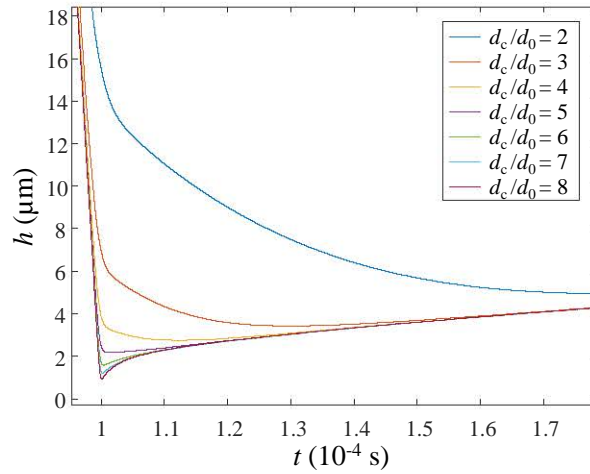


Figure 5.19 – Évolution de l'épaisseur du film de vapeur dans le cas de l'impact d'un disque de diamètre  $d_c$  ( $d_0 = 2, 5$  mm,  $T_{d0} = 40^\circ\text{C}$ ,  $V_0 = 0,5$  m/s,  $\Delta T = 500^\circ\text{C}$ ).

Pour une sphère rigide, la force d'impact est nettement plus grande que dans le cas d'un disque (figure 5.20) et la pression exercée sur le gaz peut très certainement entraîner des effets de compressibilité. La pression au centre du film de vapeur en  $r = 0$  est déterminée par :

$$P_c = \frac{3\mu_v R_0^2 V_0}{h^2}. \quad (5.56)$$

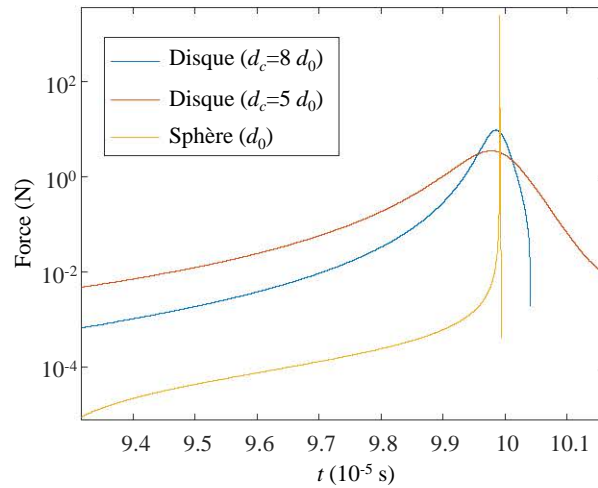


Figure 5.20 – Évolution de la force d'impact dans les mêmes conditions d'impact que la figure 5.19 ( $d_0 = 2, 5$  mm,  $T_{d0} = 40^\circ\text{C}$ ,  $V_0 = 0,5$  m/s,  $\Delta T = 500^\circ\text{C}$ ).

## 5.4 Étude paramétrique des transferts de chaleur

Une étude paramétrique a été réalisée à l'aide des techniques expérimentales décrites aux chapitres 3 et 4. La reproductibilité des gouttes et la régulation thermique de la paroi sont mises à profit afin de constituer une base de données assez complète, dans laquelle on dispose, pour chaque cas d'étude, d'une mesure de l'échauffement de la goutte et du flux extrait à la paroi. Les travaux ont consisté à faire varier la vitesse d'impact  $V_0$  et la température initiale  $T_{d0}$  des gouttes, ainsi que la température de la paroi  $T_W$ . Au total, cette base de données comporte une cinquantaine de configurations d'impact permettant de couvrir les domaines suivants :

$$10 \leq We \leq 140,$$

$$20^\circ\text{C} \leq T_{d0} \leq 80^\circ\text{C},$$

$$300^\circ\text{C} \leq T_W \leq 700^\circ\text{C}.$$

La chaleur transférée à la goutte, notée  $E_l$ , est déterminée à partir des mesures LIF en utilisant la relation :

$$E_l(t) = m C p_l (T_{LIF} - T_{d0}), \quad (5.57)$$

où  $T_{LIF}$  correspond à la température moyenne déduite des images LIF. L'évolution temporelle de la température des gouttes n'a été caractérisée que pour quelques impacts à  $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$  et  $T_W = 600^\circ\text{C}$ . Pour tous les autres cas étudiés, le champ de température a été mesuré à deux instants seulement : juste avant l'impact de la goutte et à la fin de l'interaction goutte/paroi quand la goutte ou ses éventuels fragments quittent le champ de visualisation des caméras. Dans ce qui suit,  $E_l$  est comparée à la chaleur prélevée à la paroi  $E_W$  qui est déterminée en intégrant le flux de chaleur estimé par le modèle d'inversion décrit au chapitre 4 :

$$E_W(t) = \int_0^t Q_W dt. \quad (5.58)$$

Les expressions (5.57) et (5.58) ne font intervenir aucune surface d'échange, ni dérivation temporelle. Ces grandeurs sont donc idéales pour comparer les transferts de chaleur de part et d'autre du film de vapeur. En plus des énergies  $E_l$  et  $E_W$ , l'accent a été mis sur l'efficacité de refroidissement  $\varepsilon$  et sur l'évolution temporelle de l'épaisseur  $h$  du film de vapeur au centre de la zone d'impact.

### 5.4.1 Influence du nombre de Weber

La figure 5.21 montre l'évolution temporelle de la température pour les cas d'impacts présentés au paragraphe 5.1.2. Il s'agit de gouttes injectées à  $T_{d0}=20^\circ\text{C}$  et impactant la paroi de saphir à la température de  $600^\circ\text{C}$ . Quel que soit le nombre de Weber, la température moyenne calculée à partir des vues de dessous est plus grande que celle des vues de côté. Cette différence s'explique

principalement par le fait que le bourrelet masque la lamelle au centre de la goutte alors que celle-ci s'échauffe davantage pendant l'étalement. Comme l'illustre la figure 5.21, l'échauffement de la goutte est d'autant plus important que le nombre de Weber est élevé. Cependant, l'influence du nombre de Weber est fortement réduite dans le régime d'éclatement. Ainsi, pour les trois nombres de Weber les plus élevés ( $64 \leq We \leq 140$ ), les gouttes quittent la paroi avec une température très proche, qui est voisine de  $40^\circ\text{C}$ . Un tel comportement a déjà été décrit dans des études précédentes, également basées sur la fluorescence induite par laser pour mesurer la température des gouttes [72, 78]. La caractérisation de l'évolution temporelle de la température de la goutte permet ici de montrer que la vitesse de l'échauffement augmente avec  $We$ . D'après le modèle d'échauffement de la goutte décrit au paragraphe 5.2,  $q_L$  ne dépend pas de  $We$ . De ce fait, si des vitesses d'échauffement différentes sont observées, cela est dû à la surface d'échange qui diffère avec le nombre de Weber. Pour  $We = 10, 2$  et  $We = 30, 6$ , le maximum d'étalement de la goutte se produit vers le milieu de la phase d'échauffement. En revanche, pour  $We \geq 64$ , le maximum d'étalement coïncide plutôt avec la fin de l'échauffement. Ce comportement résulte de la saturation de l'échauffement de la goutte, qui est lié principalement à l'amincissement de la lamelle et à la fragmentation de la goutte (cf. paragraphe 5.2).

La figure 5.22 compare la chaleur transférée à la goutte  $E_l$  et celle extraite de la paroi  $E_w$ . Les valeurs de  $E_l$  ont été calculées à partir de la moyenne des vues de côté et de dessous, et correspondent

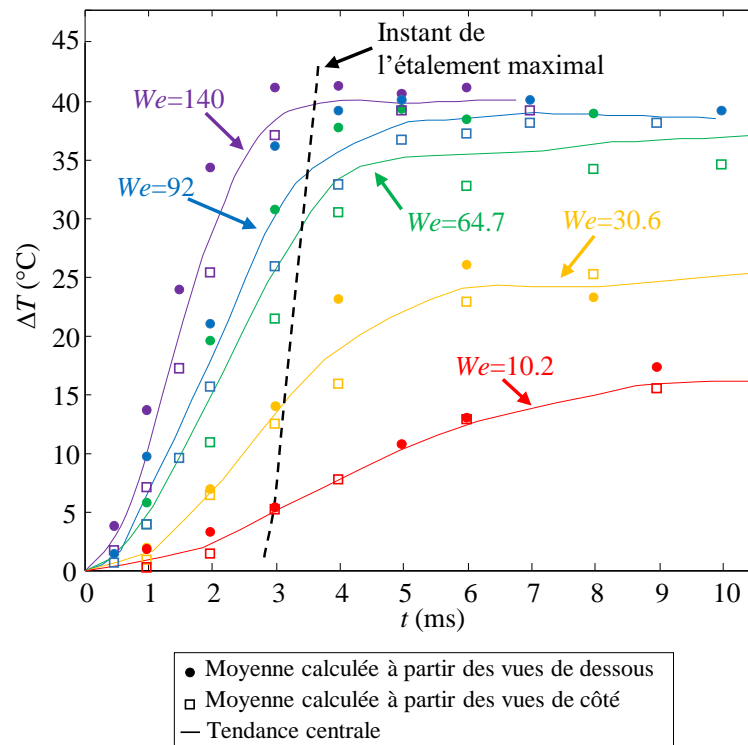


Figure 5.21 – Évolution temporelle de l'échauffement de la goutte. Comparaison d'impacts à différents nombre de Weber ( $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_W = 600^\circ\text{C}$ ).

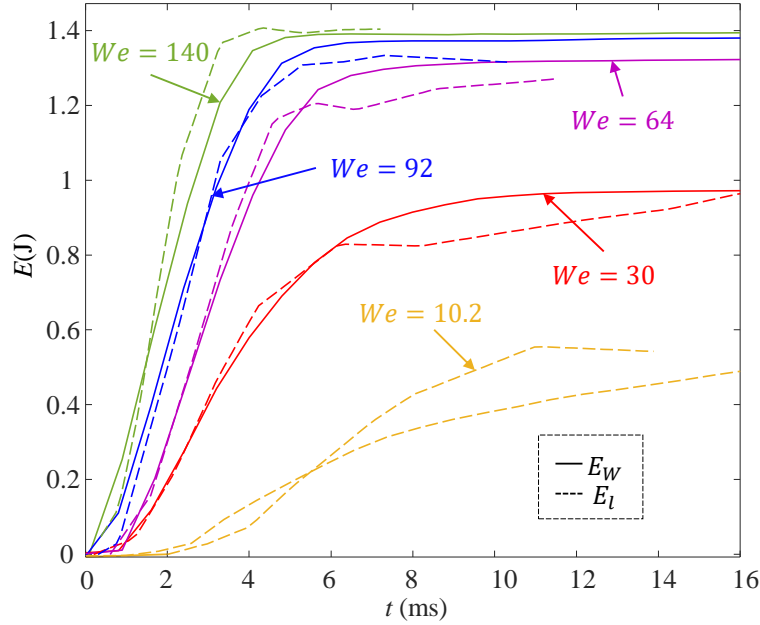


Figure 5.22 – Évolution temporelle de la chaleur transférée à la goutte  $E_l$  et de la chaleur extraite de la paroi  $E_w$  ( $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_w = 600^\circ\text{C}$ ).

aux traits pleins de la figure 5.21. Faute de modèle optique applicable à ces gouttes déformées, rien ne justifie cependant que cette température soit la plus proche de la température moyenne volumique qui doit normalement être utilisée pour établir un bilan d'énergie. Quel que soit  $We$ , il apparaît que  $E_l$  et  $E_w$  suivent des évolutions très proches. L'écart entre  $E_l$  et  $E_w$  est généralement inférieur à 0,1J, soit à peu près l'erreur estimée pour la mesure de ces deux énergies. Les résultats semblent donc indiquer qu'à chaque instant, il y a à peu près une égalité entre  $E_l$  et  $E_w$  et donc entre les flux de chaleur  $Q_L$  et  $Q_w$ . De toute évidence, l'évaporation joue un rôle négligeable dans le bilan d'énergie dans le cas de ces gouttes initialement à la température  $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ .

La figure 5.23 présente l'évolution de l'épaisseur du film de vapeur au centre de la zone d'impact pour ces mêmes cas expérimentaux. Il y a une certaine dispersion des données, qui est sans doute liée à la précision de l'estimation de  $h$ , à savoir à peu près  $\pm 12, 5\%$  (cf. paragraphe 4.4). Par ailleurs, du fait de la cadence limitée de la caméra IR, il existe une incertitude de  $\pm 0, 2$  ms sur le début de l'étalement. Globalement, les données expérimentales sont en bon accord avec une évolution de l'épaisseur du film de vapeur de la forme  $h = A\sqrt{t}$ , où le coefficient  $A$  est donné par l'équation (5.53),

$$A = \frac{\lambda_v \Delta T}{C_{qL}} \approx \frac{\lambda_v (T_c - T_{Sat}) \sqrt{\pi}}{3\sqrt{5}e_l (T_{Sat} - T_{d0})}. \quad (5.59)$$

Dans cette expression, il est supposé que  $q_L$  est uniforme et le facteur 3 est ajouté pour tenir compte de la discussion au paragraphe 5.2.2. Pour ces impacts à  $T_w = 600^\circ\text{C}$ , les mesures IR indiquent que  $T_c$  tend rapidement vers une valeur proche de  $550^\circ\text{C}$ , ce qui permet d'estimer  $A \simeq 4,4182 \times 10^{-5} \text{ m/s}^{1/2}$ . Les épaisseurs de film expérimentales sont légèrement supérieures à la prédiction du modèle théorique. Les écarts restent cependant limités à quelques pourcents et ne semblent pas être

corrélés à la valeur du nombre de Weber. Il est à noter qu'une différence d'épaisseur de quelques dixièmes de  $\mu\text{m}$  est très souvent observée entre des impacts effectués à même  $We$ , comme illustré ici pour deux impacts à  $We = 92$ .

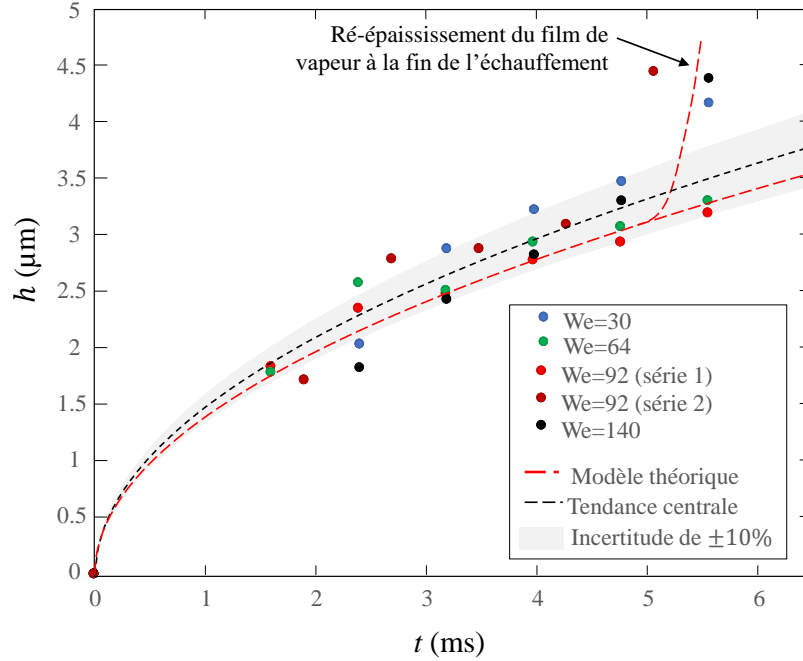


Figure 5.23 – Évolution de l'épaisseur du film de vapeur pour des impacts à des nombres de Weber différents ( $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_W = 600^\circ\text{C}$ ).

Aux tous premiers instants de l'impact, l'épaisseur du film de vapeur ne peut pas être tout à fait nulle pour les raisons présentées au paragraphe 5.3.4. La résolution temporelle de l'acquisition IR n'est pas suffisante pour déterminer le flux de chaleur  $q_W$  aux temps courts, mais il est possible de montrer que  $q_W$  est élevé, de sorte que  $h$  ne dépasse guère plus d'une centaine de nm à  $t = 0$ <sup>3</sup>.

La figure 5.24 présente l'évolution de l'efficacité de refroidissement  $\varepsilon$  pour les cas d'impact précédents. Afin de comparer les résultats à ceux d'autres études,  $\varepsilon$  est déterminée de la façon suivante :

$$\varepsilon = \frac{E_W}{m \cdot [L_v + C_{pl} (T_{\text{Sat}} - T_{d0})]}. \quad (5.60)$$

Dans cette expression, l'enthalpie de la vapeur expulsée sur le bord de la goutte a été négligée (équation 1.65). La figure 5.24 indique que l'efficacité de refroidissement est d'environ 5% et qu'elle augmente légèrement avec  $We$ . L'efficacité du refroidissement est limitée principalement par la faible évaporation des gouttes. Par ailleurs, pour les nombres de Weber les plus élevés,

3. Aux temps courts, le mur se conduit comme un milieu semi-infini, les transferts de chaleur sont principalement 1D ce qui implique  $q_W = \frac{\lambda}{\sqrt{a\pi t}} * \frac{\partial T}{\partial t}$  [88]. Sur le premier pas de temps d'acquisition de la caméra  $dt_{\text{cam}} = 0.8$  ms, si une variation de  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$  a lieu, alors pour une paroi en saphir ( $a \sim 2,5 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s,  $\lambda \sim 11$  W/m/K), l'ordre de grandeur du flux est de  $q_W = \frac{\lambda}{\sqrt{a\pi dt_{\text{cam}}}} \cdot \frac{\Delta T}{dt_{\text{cam}}} \sim 1,5 \cdot 10^9$  W/m<sup>2</sup> et ainsi, l'ordre de grandeur de l'épaisseur de film est de  $h \sim 20$  nm. C'est très faible mais pas tout à fait nul.



l'échauffement des gouttes est limité par un phénomène de saturation. Globalement, les résultats expérimentaux suivent la même tendance que la corrélation de Deb et Yao [61], mais la variation de  $\varepsilon$  est beaucoup moins marquée. Contrairement à Bernadin et Mudawar [60], ainsi qu'à Bolle et Moureau [63], il est observé une forte diminution de l'efficacité de refroidissement pour  $We \leq 20$ . Ces résultats confirment les mesures de Jung et al. [64]. Les points expérimentaux sont nettement moins dispersés que dans cette étude. Cela tient probablement à l'utilisation d'un substrat en TiAlN, beaucoup plus émissif que le platine utilisé par ces auteurs.

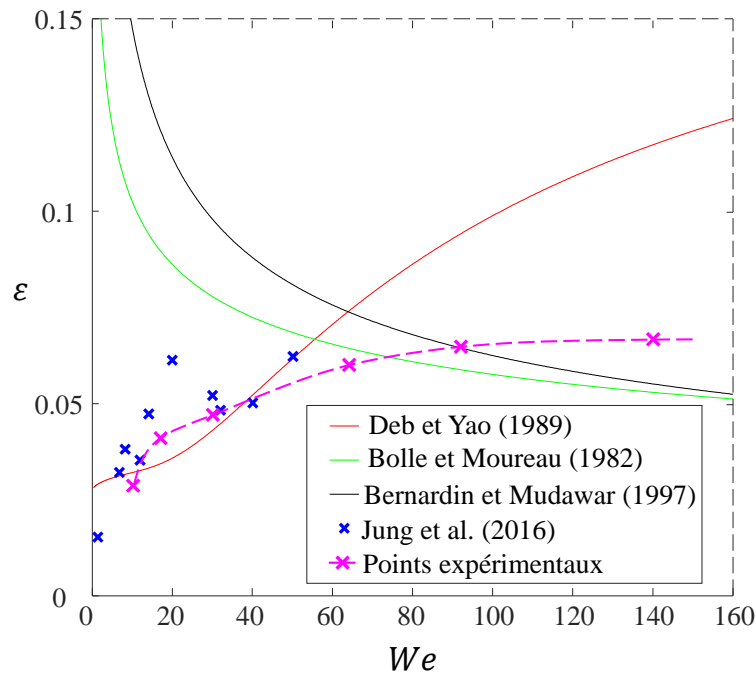


Figure 5.24 – Évolution de l'efficacité de refroidissement en fonction du nombre de Weber ( $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_W = 600^\circ\text{C}$ ).

#### 5.4.2 Influence de la température des gouttes avant impact

La figure 5.25 présente les évolutions de la chaleur transférée à la goutte  $E_l$  et de la chaleur prélevée à la paroi  $E_W$  en fonction de la température  $T_{d0}$  de la goutte avant impact. Les résultats montrent que les écarts entre  $E_l$  et  $E_W$  sont plutôt faibles et peu significatifs compte tenu des incertitudes expérimentales. Les différences les plus importantes sont observées pour  $We = 17$ . Pour ce cas d'impact,  $E_l$  est supérieure à  $E_W$ , ce qui ne peut être dû qu'à des erreurs de mesure. Si une ébullition se produisait dans la goutte du fait de la valeur élevée de  $T_{d0}$ , la différence entre  $E_l$  et  $E_W$  devrait augmenter en faveur de  $E_W$ , ce qui n'est pas observé.

Pour chacun des trois nombres de Weber présentés sur la figure 5.25,  $E_l$  diminue à peu près linéairement avec  $T_{d0}$ , suivant en cela les prédictions du modèle théorique d'échauffement de la goutte (paragraphe 5.2.1). D'après l'équation (5.8), la densité de flux  $q_L$  est proportionnelle à  $(T_{sat} - T_{d0})$ .

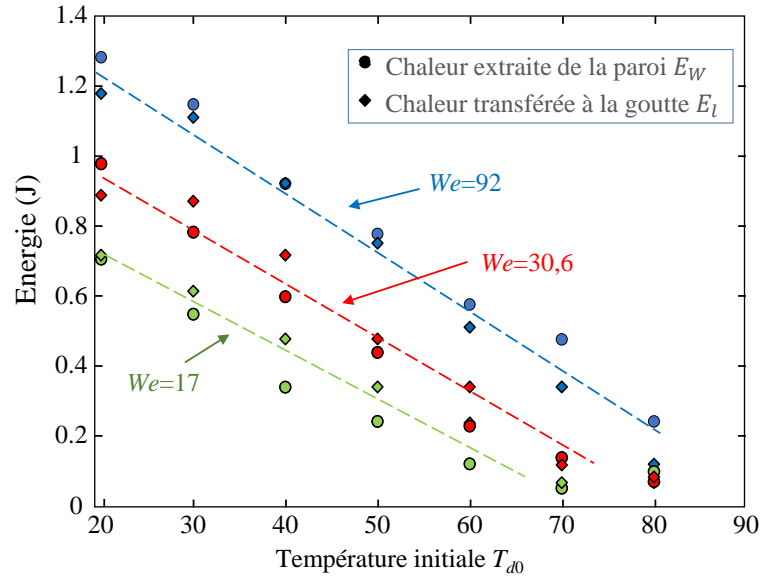


Figure 5.25 – Évolution des énergies  $E_W$  et  $E_L$  en fonction de la température initiale ( $T_W = 600^\circ\text{C}$ ).

Les résultats de la figure 5.25 sont néanmoins surprenant, car  $E_L$  s'annule pour une température  $T_{d0}$  proche de  $80^\circ\text{C}$ . Une remarque comparable peut être faite pour les champs de température, présentés au paragraphe 5.1.2, qui concernent des gouttes d'eau à la température initiale  $T_{d0}$  de  $20^\circ\text{C}$ . Sur les images de ces champs de température, on constate que la température mesurée par la technique 2CLIF n'excède jamais  $80\text{--}90^\circ\text{C}$ , même lorsque la lamelle est très fine. Il paraît difficile de remettre en cause la saturation de la vapeur dans le film et donc l'établissement quasi-immédiate d'une température de  $100^\circ\text{C}$  à l'interface entre la goutte et le film de vapeur. Pour tenter de justifier la limitation de la température d'échauffement des gouttes, on peut formuler l'hypothèse d'un refroidissement de la goutte au niveau de sa partie supérieure, où les échanges s'effectuent avec l'air extérieur. La température de bulbe humide de l'eau n'est que de  $65^\circ\text{C}$  dans de l'air sec à  $500^\circ\text{C}$ . Il est attendu que la température de surface ne dépasse pas cette température de bulbe humide au niveau de la partie supérieure de la goutte. La différence avec  $T_{Sat}$  peut être importante si l'air est sec.

L'épaisseur du film de vapeur a pu être déterminée grâce aux données des mesures IR. La figure 5.26 présente une comparaison de l'épaisseur du film de vapeur dans le cas d'impacts à  $We = 92$  pour différentes températures initiales de la goutte. Comme attendu, l'épaisseur du film de vapeur augmente avec  $T_{d0}$ , puisque la densité de flux de chaleur  $q_L$  est plus faible. Sur cette figure, les prédictions du modèle théorique basé sur l'équation (5.59) sont représentées par des courbes en trait plein. Pour les expériences réalisées à  $T_{d0}$  inférieure à  $80^\circ\text{C}$ , les points expérimentaux suivent assez bien la tendance en  $\sqrt{t}$  et il y a un bon accord avec le modèle théorique. Lorsque la goutte a fini de s'échauffer, ce qui arrive d'autant plus tôt que  $T_{d0}$  est élevée, l'épaisseur du film de vapeur s'accroît rapidement. Dans le cas où  $T_{d0} = 80^\circ\text{C}$ , le modèle théorique sous-estime très largement l'épaisseur du film de vapeur. Comme le montre la figure 5.27, il est nécessaire de supposer un sous-refroidissement ( $T_{Sat} - T_{d0}$ ) d'environ  $5^\circ\text{C}$  au lieu de  $20^\circ\text{C}$  pour reproduire le comportement

du film de vapeur dans ce cas. Le film de vapeur atteint une épaisseur d'une trentaine de microns qui pourrait le rendre sensible à l'action de la force d'impact. Cependant, l'épaisseur du film ne semble pas être affectée par le nombre de Weber. Ainsi, pour cette goutte chaude, la force d'impact est sans action notable sur l'épaisseur du film de vapeur, car elle est dissipée très tôt durant l'impact.

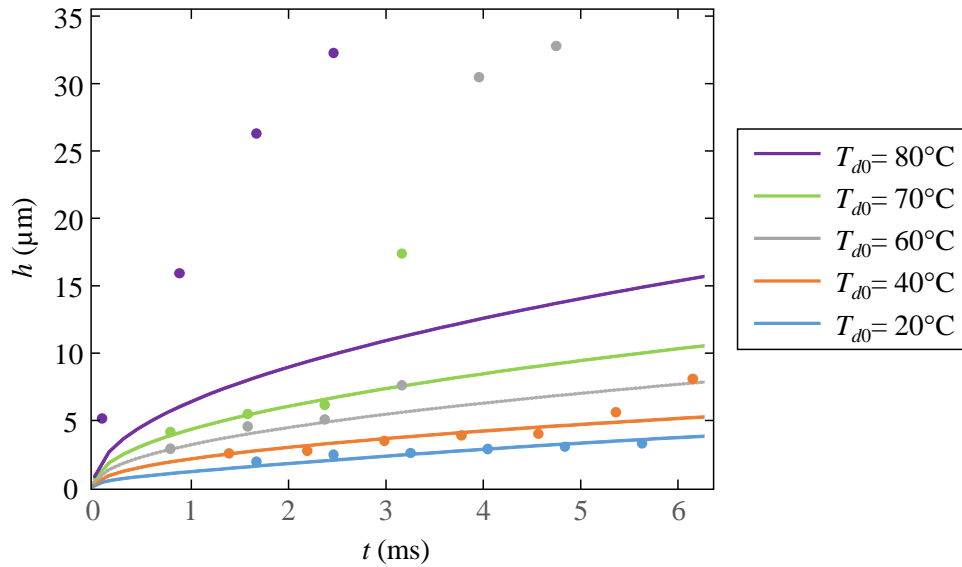


Figure 5.26 – Évolution temporelle des épaisseurs de film  $h$  en fonction de la température d'injection  $T_{d0}$ .

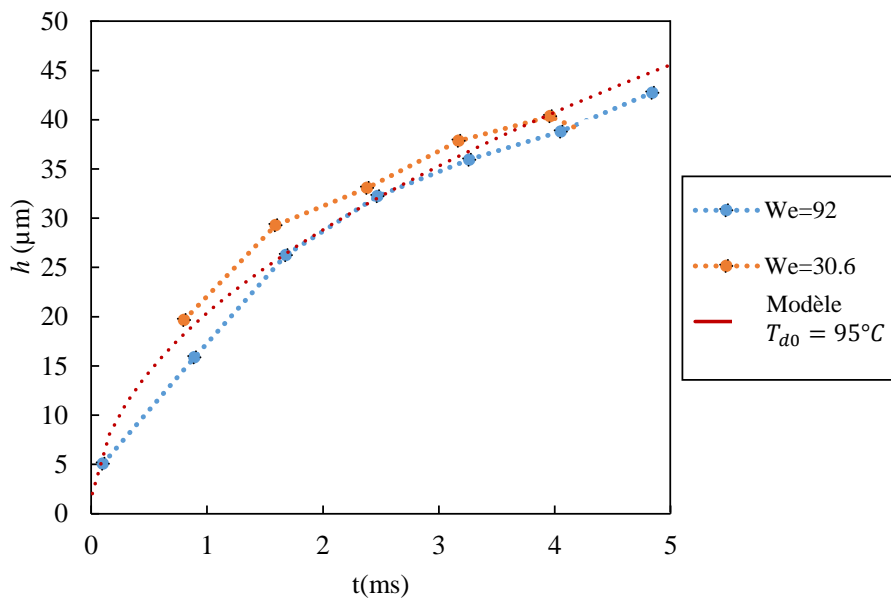


Figure 5.27 – Évolution temporelle des épaisseurs de film  $h$  pour deux nombres de Weber pour  $T_{d0} = 80^\circ\text{C}$ .

### 5.4.3 Influence de la température de paroi

L'influence de la température de paroi a été étudiée sur une plage comprise entre 300 °C et 700 °C. De ce fait, l'ébullition en film n'est pas le seul régime d'ébullition rencontré. Il y a l'ébullition nucléée pour les plus basses températures de paroi et l'ébullition en film précédemment étudié par des expériences à  $T_W = 600$  °C. Plusieurs études se sont intéressées à la transition entre ces deux régimes. Celle de T. Tran et al [15] est particulièrement instructive, car elle concerne des gouttes d'eau millimétriques et une paroi en saphir. Les auteurs ont visualisé la goutte par le dessous au moyen d'une technique d'illumination directe permettant de voir distinctement l'apparition de bulles à l'intérieur de la goutte (Figure 1.10). Cette approche, rapidement décrite au chapitre 1, a permis de situer la frontière entre les régimes d'ébullition en film et nucléée vers 400 °C - 450 °C pour des nombres de Weber compris entre 20 et 100 (Figure 1.16).

La mise en évidence d'un contact mouillant est un point important pour comprendre les phénomènes. Khavari et al. [21] ont développé une technique très performante, également décrite au chapitre 1, basée sur la réflexion totale grâce à l'impact de la goutte sur un prisme à angle droit. Cette technique d'imagerie, qui permet de mesurer la surface mouillée, n'a été mise en œuvre que dans le cas de gouttes d'éthanol en interaction avec un substrat en verre. Pour mettre en évidence un contact mouillant, nous avons choisi de mettre à profit la mesure de température de surface par la thermographie IR. Le dépôt nanométrique de TiAlN permet de caractériser précisément la température de contact thermique noté  $T_c$ . Lors de la mise en contact de deux matériaux à la température  $T_1$  et  $T_2$ , la température de contact thermique correspond à la température de surface des deux matériaux, et est égale à :

$$T_c = \frac{e_1 T_1 + e_2 T_2}{e_1 + e_2} \quad (5.61)$$

où  $e_1$  et  $e_2$  sont les effusivités respectives des deux matériaux. Cette relation peut être appliquée à l'eau et au saphir. Lorsque l'eau liquide commence à mouiller la paroi en saphir, la température de paroi, initialement à  $T_W$ , tombe immédiatement en dessous de  $T_{c,m}$  définie par :

$$T_{c,m} = \frac{e_{\text{saphir}} T_W + e_l T_{\text{Sat}}}{e_{\text{saphir}} + e_l} \quad (5.62)$$

La Figure 5.28 montre l'évolution de la température  $T_{c,m}$  en fonction de  $T_W$ . Il a noté que  $T_{c,m}$  est bien supérieure à  $T_{\text{Sat}}$ , car le saphir possède une effusivité thermique environ 6 fois plus élevée que celle de l'eau liquide. En l'absence de contact, c'est-à-dire s'il y a un film de vapeur entre la goutte et la paroi, le flux de chaleur est fortement réduit par la résistance thermique de cette couche de vapeur et  $T_c$  à la surface du saphir ne descend jamais en dessous de  $T_{c,m}$ . Cette propriété a été mise à profit pour mettre en évidence le mouillage de la paroi en saphir. Une segmentation des images de température IR est réalisée avec le critère  $T < T_{c,m}$ . Le passage d'une valeur de  $T_c$  supérieure à  $T_{c,m}$  à une valeur inférieure à  $T_{c,m}$  démontre qu'il y a eu mouillage de la paroi. Dans le sens inverse de  $T_{c,m}$  indique un démouillage. Cependant, contrairement au mouillage, il peut exister un retard entre le démouillage et l'observation du passage par  $T_{c,m}$ . Ce retard se produit lorsque la paroi a

été refroidie en profondeur par le contact du liquide. La conduction thermique dans la paroi doit réchauffer la surface ce qui prend du temps. Ce décalage temporel est néanmoins limité quand la température de paroi est voisine de la frontière entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film.

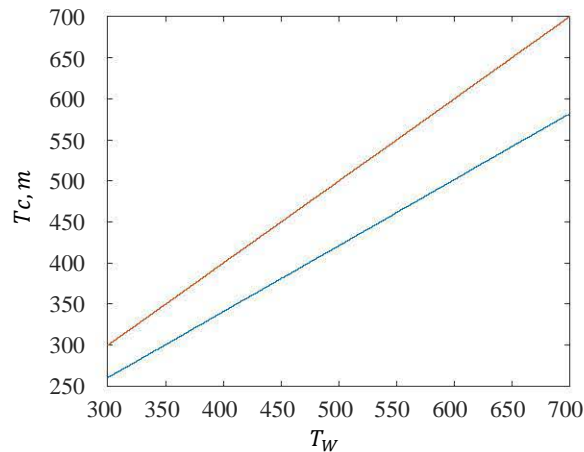


Figure 5.28 – Évolution de  $T_{c,m}$  en fonction de  $T_W$ .

#### 5.4.3.1 Transition entre les régimes

Les Figures 5.29 et 5.30 montrent l'évolution de la température de contact pour  $We=17$  et  $We=92$  à trois températures de paroi : 350°C, 450°C et 500°C. L'application du critère  $T_c < T_{c,m}$  met clairement en évidence une modification de la mouillabilité de la paroi avec la température  $T_W$ . La surface bleu foncée sur les images post-traitées correspond à  $T_c < T_{c,m}$  et donc à un contact mouillant. La surface en bleu ciel représente la zone d'échange thermique. Elle est déterminée en se basant sur un seuil arbitraire, à savoir  $T < (2/3.T_W + 1/3.T_{c,m})$

- Dans le cas  $T_W=350^\circ\text{C}$ , le mouillage a lieu immédiatement dès le début de l'impact puis le front mouillant s'étend rapidement à la quasi-totalité de la surface d'échange en partant du centre de la zone d'impact. La surface mouillée atteint un maximum vers 2 ms puis régresse très lentement au cours du temps.
- Dans le cas  $T_W=450^\circ\text{C}$ , le démouillage intervient nettement plus tôt et il se produit beaucoup plus rapidement que dans le cas précédent. Il est favorisé par l'intensification de la croissance de bulles dans la goutte.
- Dans le cas  $T_W=500^\circ\text{C}$ , la surface mouillée est beaucoup plus limitée. Le mouillage est ponctuel et bref surtout pour  $We=92$ . La température de paroi est donc très proche de la frontière qui marque l'apparition d'une ébullition purement en film. L'empreinte thermique de la goutte change de façon remarquable avec l'apparition de digitations qui sont comparables aux instabilités mises en évidence dans le régime d'ébullition en film à la température  $T_W=600^\circ\text{C}$ . Ces digitations sont assez faciles à observer pour  $We=92$ . Il en existe également à  $We=17$ .

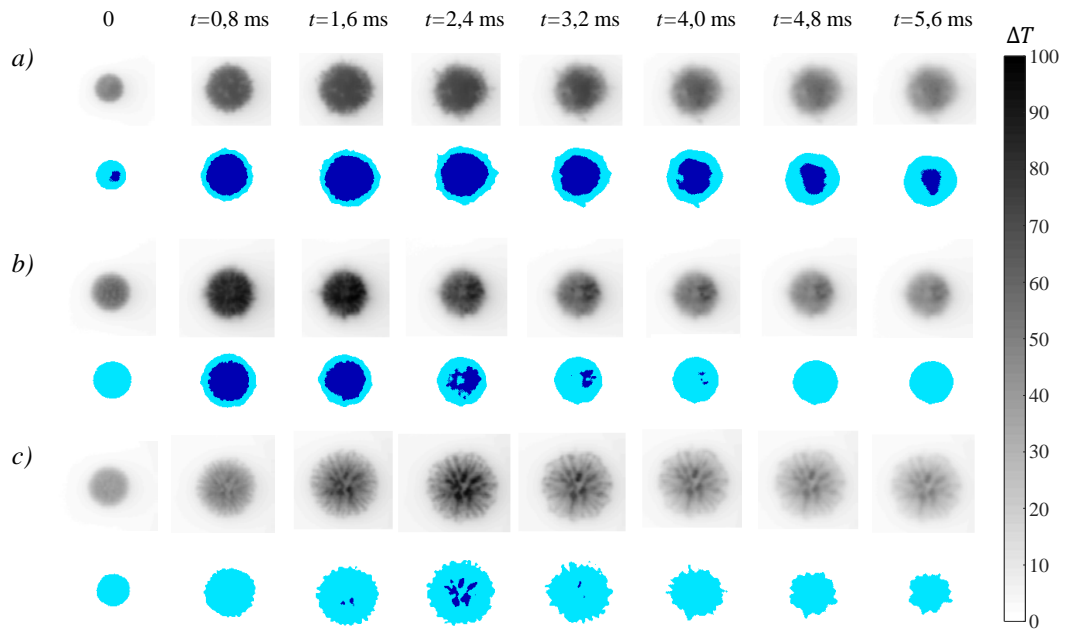


Figure 5.29 – Refroidissement de la surface du saphir dans le cas d’un nombre de Weber de 92. (a :  $T_W = 350\text{ °C}$ , a :  $T_W = 450\text{ °C}$ , a :  $T_W = 500\text{ °C}$ )

Dans une étude portant sur des gouttes d’éthanol, Khavari et al. [21] ont montré qu’il est intéressant de représenter l’évolution du diamètre équivalent de la surface mouillée, noté  $d_{mo}$  par la suite, pour décrire le passage d’une ébullition nucléée à une ébullition en film en passant par une ébullition partiellement mouillante en digitations (Figure 1.14). La même démarche a été suivie ici en utilisant le critère  $T_c < T_{c,m}$  pour déterminer  $d_{mo}$ . (Figure 5.31). L’arrangement des données expérimentales présente beaucoup de similitudes avec les résultats de Khavari et al sur l’éthanol. Comme pour l’éthanol (Figure 1.14), il y a trois parties dans les courbes :

- Pour  $300 \leq T_W \leq 450\text{ °C}$ , le régime d’ébullition est celui de l’ébullition nucléée. Le diamètre mouillé  $d_{mo}$  diminue faiblement avec la température de paroi. Il augmente aussi avec  $We$ , mais cette augmentation est limitée pour  $17 < We < 92$ . Khavari et al ont obtenu des variations plus importantes mais en faisant varier  $We$  sur un domaine 8 fois plus grand. D’après ces auteurs, dans le cas de l’éthanol il existe sur les bords de la goutte une bande aux contours assez mal définis où l’échange de chaleur est nettement plus faible. Cette distribution spatiale de la température présente des similitudes avec certaines images de Khavari et al (Figure 5.32). La largeur de cette bande périphérique régresse avec la température de paroi.
- Pour  $450 \leq T_W \leq 580\text{ °C}$ , le régime d’ébullition est celui de l’ébullition partiellement mouillante en digitation. La surface maximale de mouillage diminue avec la température de paroi. Cette diminution semble un peu plus rapide pour  $We=64$  et  $We=92$ .

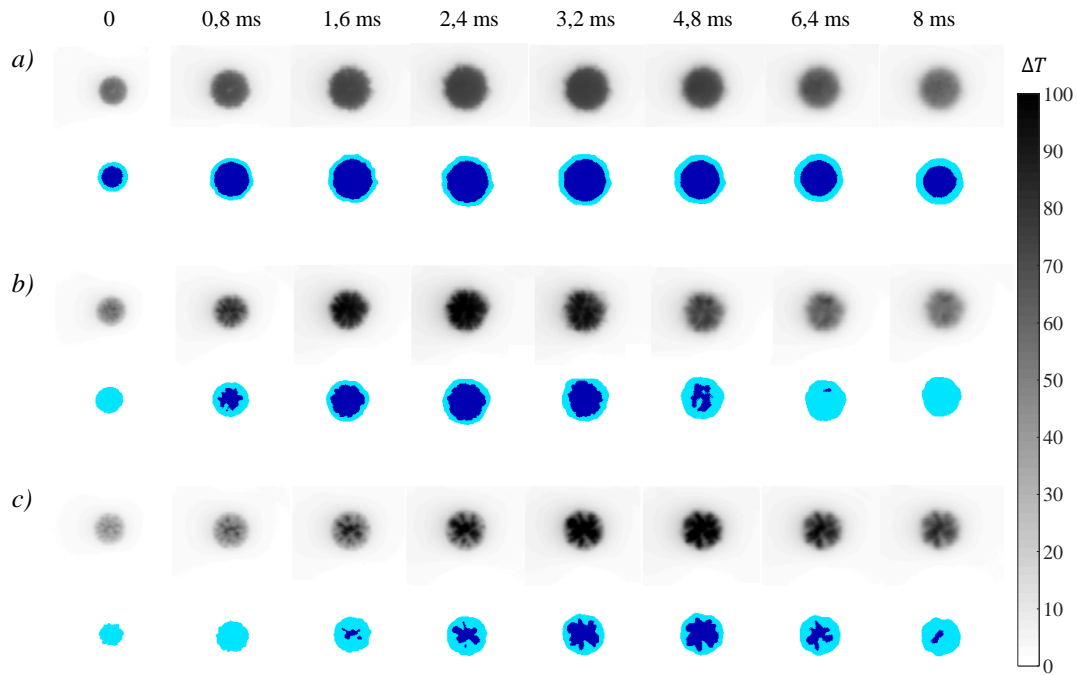


Figure 5.30 – Refroidissement de la surface du saphir dans le cas d'un nombre de Weber de 17.  
(a :  $T_W = 350$  °C, a :  $T_W = 450$  °C, a :  $T_W = 500$  °C)

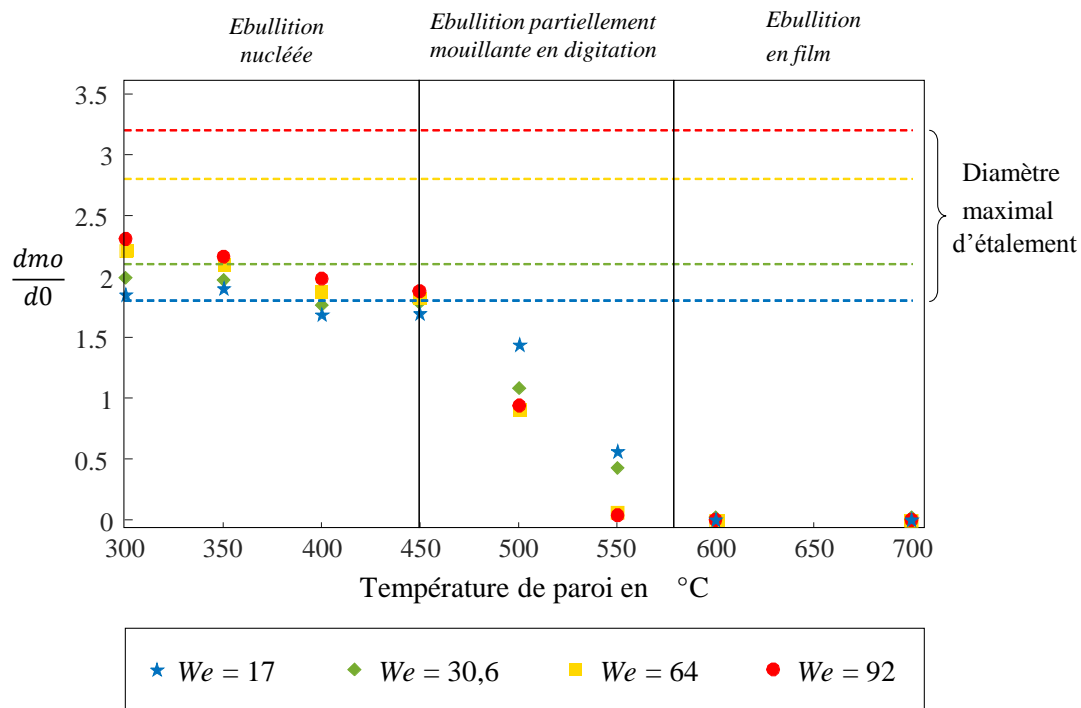


Figure 5.31 – Évolution du maximum du diamètre équivalent mouillé en fonction de  $T_W$ . Mise en évidence de plusieurs régimes d'ébullition

La Figure 5.33 met en évidence une grande similitude entre les digitations observées par Khavari et al et celles qui apparaissent sur les champs de température mesurés par thermographie IR.

- Pour  $T_W \geq 580^\circ\text{C}$ , le régime d'ébullition est celui de l'ébullition en film. Il n'y a jamais de contact entre la goutte et la paroi. Les mêmes instabilités en forme de digitations, peuvent se développer. Elles sont observées lorsque l'épaisseur du film de vapeur est limité à quelques microns, ce qui implique des gouttes injectées à une température relativement modérée, par exemple  $20^\circ\text{C}$ .

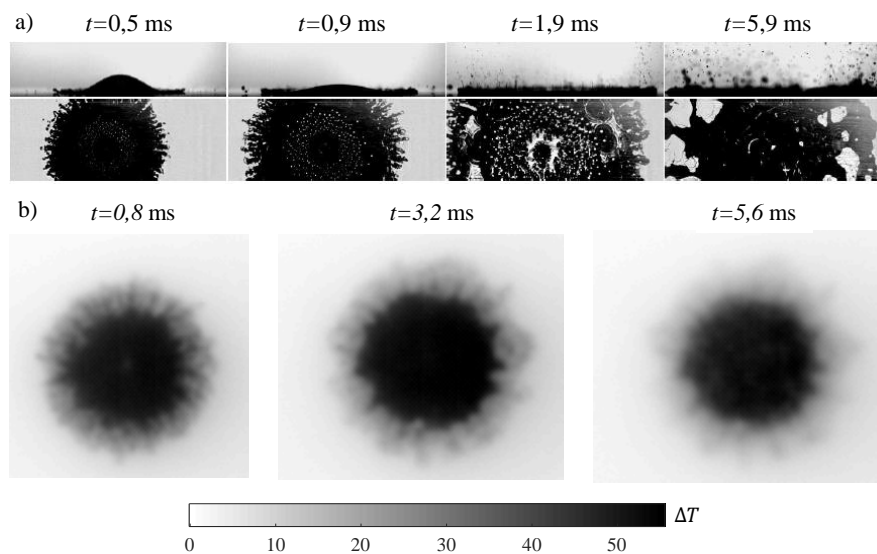


Figure 5.32 – Images de l'impact de gouttes dans le régime d'ébullition nucléée. (a : images à contraste par réflexion totale d'une goutte d'éthanol sur une paroi à  $180^\circ\text{C}$ ,  $We=481$ , b : champ de température en surface par thermographie IR,  $T_W = 300^\circ\text{C}$ ,  $We=92$  )



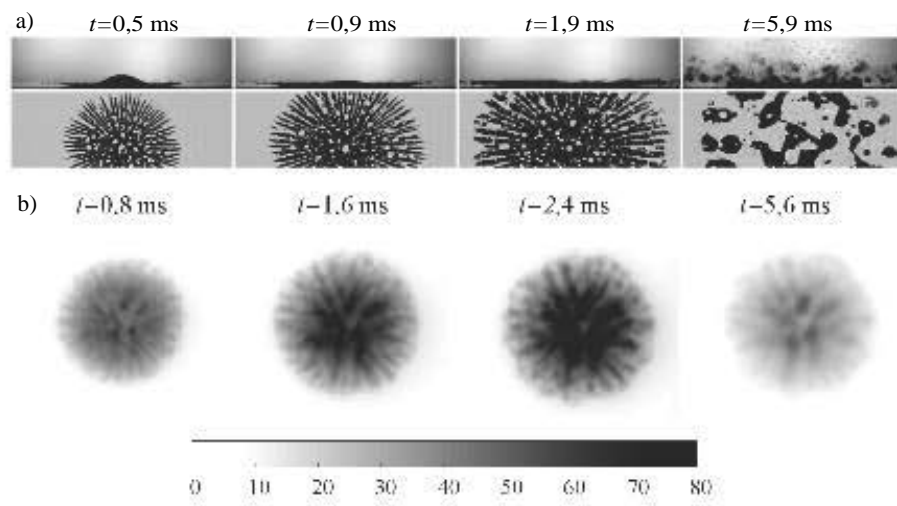


Figure 5.33 – : Images de l'impact de gouttes dans le régime d'ébullition en digitation (a : images à contraste par réflexion totale d'une goutte d'éthanol sur une paroi à  $200^{\circ}\text{C}$ ,  $We=481$ , b : champ de température en surface par thermographie IR,  $T_w = 500^{\circ}\text{C}$ ,  $We=92$ )

#### 5.4.4 Étude de la digitation

Une étude des digitations a été réalisée en régime non mouillant en s'appuyant sur les images de la thermographie infrarouge. Les variations de température de surface mises en évidence par l'expérience au niveau de la surface de la paroi correspondent à des variations de l'épaisseur du film de vapeur sous la goutte, le transfert de chaleur étant dominé par la conduction thermique dans le film de vapeur (équation 5.1). Une estimation de la variation de l'épaisseur du film peut être obtenue en résolvant le problème inverse de la conduction thermique dans la paroi à l'aide du solveur par éléments finis COMSOL. Par rapport au modèle d'inversion présenté au chapitre 4, cette approche permet de prendre en compte les aspects tridimensionnels des transferts de chaleur. Les champs de température expérimentaux sont utilisés comme condition aux limites. A chaque pas de temps, le champs de température mesuré est imposé sur la face supérieure du saphir. La figure 5.34 représente ainsi la variation de l'épaisseur de film de vapeur sous la goutte dans le cas d'un nombre de Weber de 140. Il apparaît que les variations d'épaisseur de film sont de l'ordre de 0.5 à 1  $\mu\text{m}$  pour une épaisseur de film d'environ 3  $\mu\text{m}$ , ce qui n'est pas négligeable.

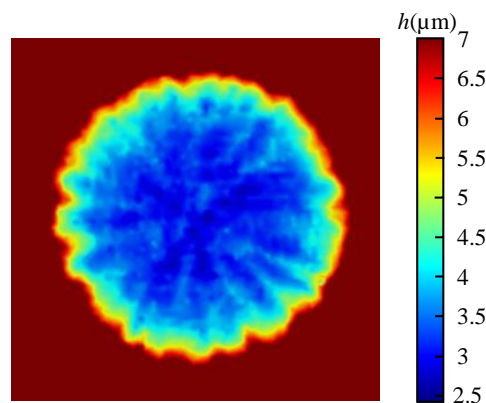


Figure 5.34 – Épaisseur du film de vapeur obtenue à partir des données expérimentales par inversion 3D via COMSOL. ( $We = 140$ ,  $t = 3$  ms,  $T_W = 600$  °C)

Pour étudier plus en détail ces instabilités, la résolution de la caméra infrarouge a été améliorée passant de 80  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  à 18  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , ce qui a été réalisé en réduisant la vitesse d'acquisition. Ne disposant pas d'une fréquence d'acquisition suffisante pour étudier l'impact d'une goutte unique, une méthode de rephasage similaire à celle réalisée pour effectuer les mesures de température par fluorescence induite par laser a alors été employée. Une caméra rapide (Phantom V710) a été synchronisée avec la caméra infrarouge permettant d'obtenir des séquences temporelles comme celle présentée en Figure 5.35.

Pour extraire la longueur d'onde critique visible sur les images, un traitement a été utilisé. Après la détection du centre de la goutte, une transformation de l'image brute (Figure 5.36.a) en coordonnées polaires (Figure 5.36.b) est réalisée ; ce qui permet de mettre en évidence la longueur d'onde en fonction du rayon (Figure 5.36.c) via une détection des minima et maxima locaux d'intensité.

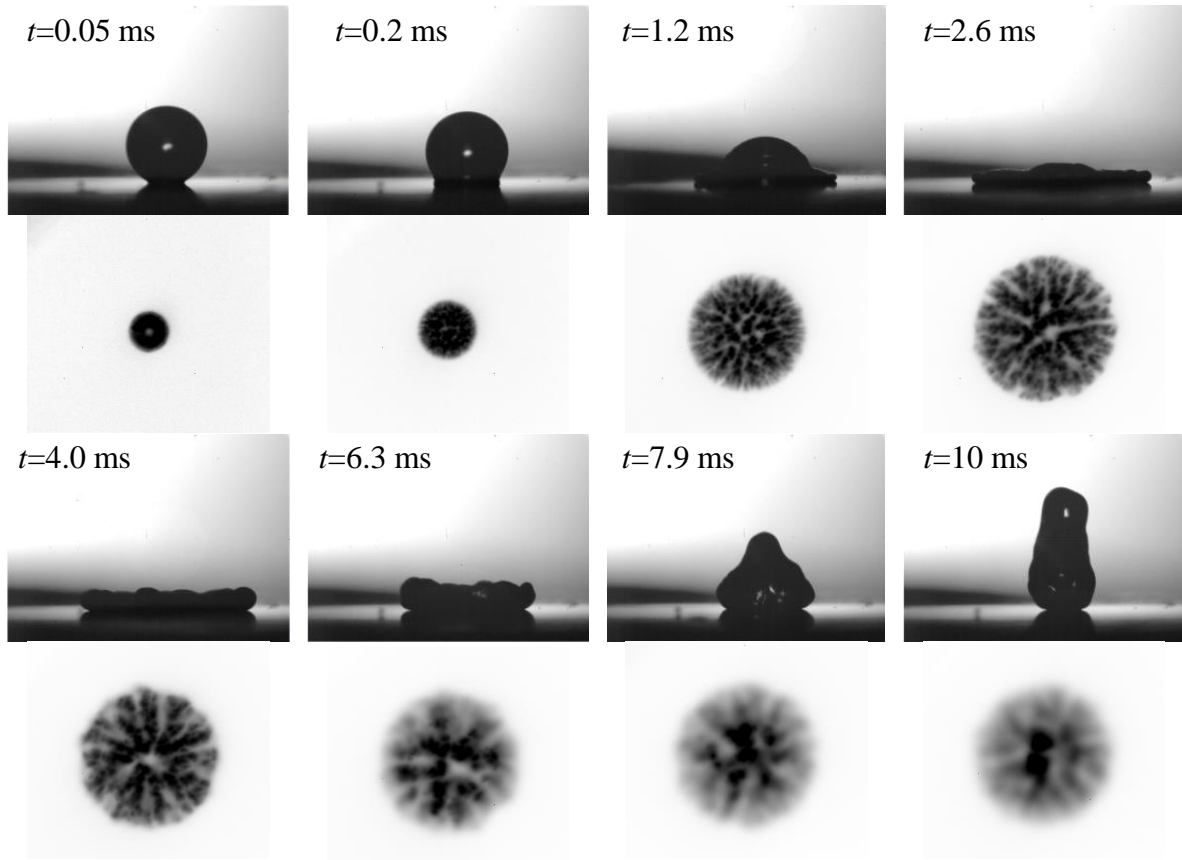


Figure 5.35 – Évolution temporelle du signal infrarouge mesuré à la paroi lors de l'impact d'une goutte ( $We = 30$ ,  $T_W = 600$ ,  $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ ). Ligne supérieure : ombroscopie rapide. Ligne inférieure : images infrarouges.

En appliquant ce traitement aux mesures réalisées pour les trois nombres de Weber étudiés ( $We=30$ , 64 et 140), il apparaît que la longueur d'onde est constante avec le rayon (Figure 5.36.c)). Une autre caractéristique de cette instabilité est sa croissance au cours du temps. L'évolution de la longueur d'onde dans le temps est donnée à la Figure 5.38. On constate que cette évolution semble linéaire avec le temps pour les nombres de Weber faibles (sans fragmentation de la goutte), en revanche le nombre de Weber de 140 semble s'écarter de cette tendance avec des longueurs d'onde qui croissent plus rapidement dans le temps. Il se peut cependant que la fragmentation de la lamelle qui apparaît rapidement au cours de l'impact (aux alentours de 2 ms) pour ce nombre de Weber puisse expliquer la différence de comportement observée.

Expérimentalement, les instabilités ne sont plus visibles sur les images d'infrarouge au delà de  $60^\circ\text{C}$  (figure 5.37). L'augmentation de la température d'injection des gouttes conduit à un épaississement du film de vapeur (figure 5.26) qui entraîne inévitablement une perte de contraste pour la visualisation des instabilités.

Les images obtenues avant amélioration de la résolution, bien qu'insuffisamment résolues pour

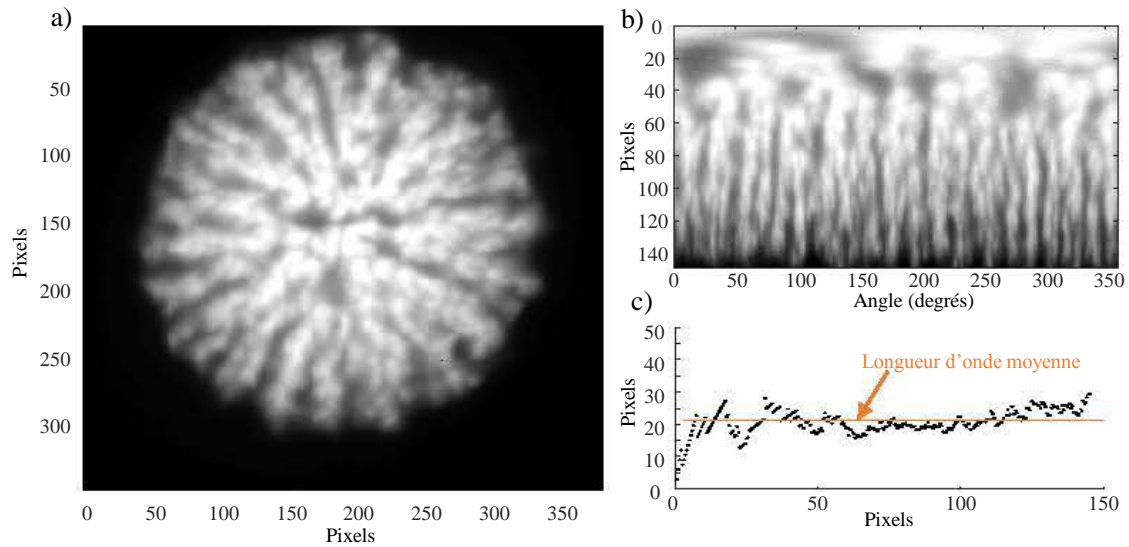


Figure 5.36 – Exemple de traitement d’image appliqué aux mesures infrarouges. a) : Image brute b) Transformation en coordonnées polaires c) Évolution de la longueur d’onde en fonction du rayon.

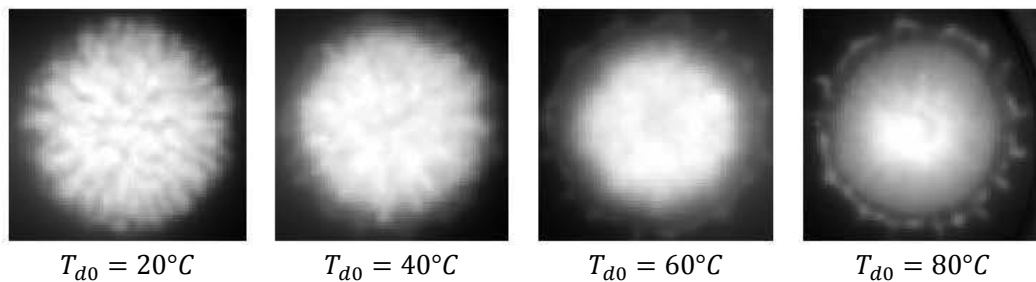


Figure 5.37 – Effet de l’augmentation de la température d’injection  $T_{d0}$  lors de l’impact d’une goutte à  $We = 92$ ,  $T_w = 600^\circ\text{C}$ ,  $t = 3$  ms

déterminer une longueur d’onde caractéristique de l’instabilité au centre de la goutte ont néanmoins pu être traitées de la même manière afin d’en extraire le nombre de digitations au rayon maximal de la goutte, noté  $N_{max}$ , à l’étalement maximal. La Figure 5.39 représente l’évolution de  $N_{max}$  en fonction du nombre de Weber. Cette figure montre que le nombre de digitations augmente avec le nombre de Weber lors de l’impact de goutte en régime d’ébullition en film. L’évolution du nombre de digitations semble suivre une évolution en loi puissance de la forme  $5We^{0.44}$ . Cet effet du nombre de Weber sur les instabilités a également été mis en évidence par Khavari et al. lors de l’impact de gouttes d’éthanol sur une paroi chaude [21]. De la même manière que pour l’eau, une augmentation du nombre de digitations avec le nombre de Weber a été mesurée. Sur la Figure 5.40, il apparaît que le comportement en  $We^{0.44}$  permet également de décrire les résultats obtenus sur l’éthanol. Khavari ne parle cependant pas de l’évolution temporelle du nombre de digitations. Il est probable que du fait du caractère partiellement mouillant des impacts qu’il présente, le comportement temporel des instabilités diffère de celui observé sur l’eau en régime d’ébullition en film conduisant à un nombre

de digitations variant très peu dans le temps.

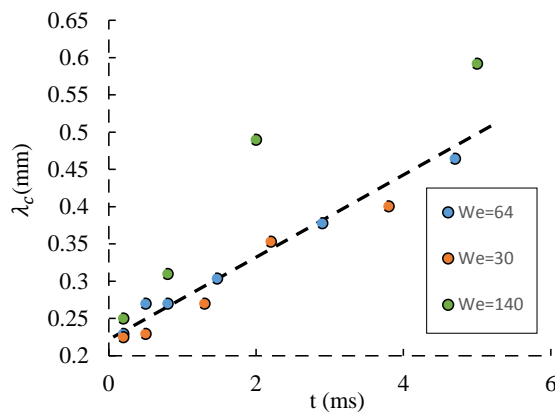


Figure 5.38 – Évolution temporelle de la longueur d'onde de l'instabilité pour différents nombres de Weber.

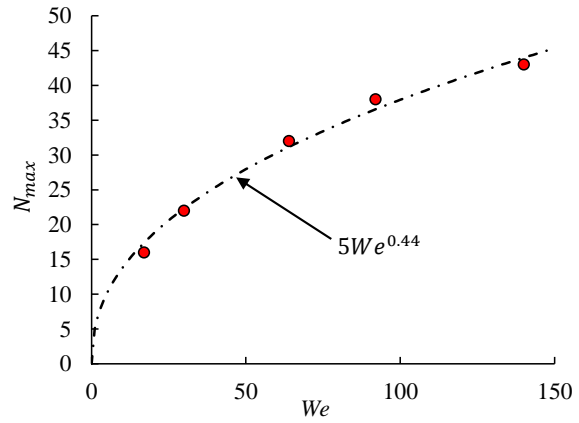


Figure 5.39 – Évolution du nombre de digitations maximal  $N_{max}$  en fonction du nombre de Weber.

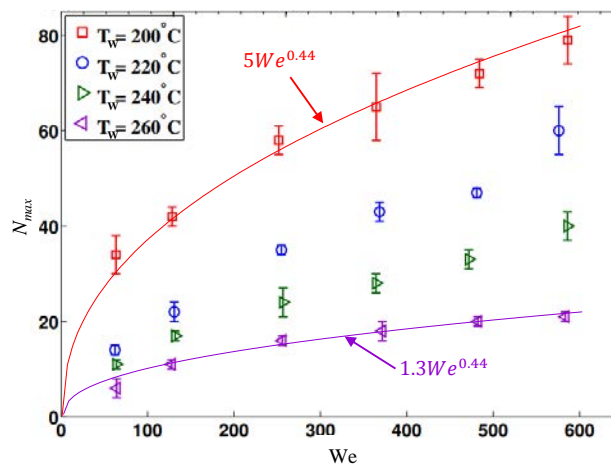


Figure 5.40 – Évolution du nombre de digitations en fonction du temps et du nombre de Weber pour des gouttes d'éthanol à différentes températures de paroi  $T_w$ . D'après Khavari et al. [21]. Comparaison à l'évolution en  $We^{0.44}$  déterminée sur l'eau.

Le but du paragraphe qui suit est de passer en revue les différents types d'instabilités (figure 5.41) susceptibles de se produire lors de l'impact d'une goutte et de comparer les longueurs d'onde critiques qu'elles engendrent avec les longueurs observées expérimentalement afin de déterminer le mécanisme à l'origine de ces instabilités.

La première instabilité étudiée est l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui naît à l'interface de deux fluides de densités différentes lorsque le fluide plus dense pousse le fluide de densité inférieure (figure 5.41.a). Une approche, proposée par Kim et al. [89], développe une analyse qui permet de



Figure 5.41 – Illustrations des différentes instabilités étudiées comme origines potentielles de la digitation.

décrire la déstabilisation d'une interface entre un liquide et sa vapeur saturée. Pour une couche de vapeur de faible épaisseur devant le film liquide, les auteurs arrivent à la conclusion que la longueur d'onde critique est de la forme :

$$\lambda_c = 2\pi \frac{2\sigma}{\Delta\rho g}^{1/2} \quad (5.63)$$

avec  $\sigma$  la tension de surface liquide-vapeur,  $\Delta\rho$  la différence de masse volumique entre le liquide et la vapeur et  $g$  la gravité. Appliquée au couple eau/vapeur d'eau, cette formule conduit à  $\lambda_c = 2.4\text{cm}$  ce qui est deux ordres de grandeur plus grand que les instabilités observées. Ce type d'instabilité peut donc être éliminé.

La seconde instabilité est celle de Kelvin-Helmholtz (figure 5.41.b). Cette instabilité apparaît lorsque deux fluides superposés possèdent des vitesses tangentes à l'interface différentes, ce qui est le cas du film de vapeur possédant une vitesse supérieure à la vitesse d'étalement de la lamelle fluide. Le cisaillement ainsi généré provoque l'apparition de vagues caractéristiques de ce type d'instabilités. La vitesse de la vapeur étant très majoritairement radiale, les vagues devraient alors former des cercles concentriques. Or, les observations montrent que les instabilités n'ont pas une forme de cercles mais plutôt de digitations, ce qui écarte cette instabilité également.

Le troisième type d'instabilité étudié est celle de Saffman-Taylor (figure 5.41.c). Celle-ci apparaît à l'interface entre deux fluides de viscosités différentes lorsqu'un fluide moins visqueux pénètre un fluide plus visqueux. Dans le cas de la goutte, plusieurs configurations peuvent être considérées pour calculer la longueur caractéristique de l'instabilité.

- La configuration liquide-liquide : dans cette configuration, on considère le cas où un gradient thermique dans la phase liquide de la goutte vient modifier la viscosité de l'eau. Ce cas correspond au problème de Saffman-Taylor en fluides miscibles décrit par Homsy [90]. Pour calculer la longueur d'onde caractéristique de l'instabilité, il faut alors introduire le nombre de Peclet  $Pe = UL/a_{th}$  faisant intervenir la diffusivité thermique de l'eau  $a_{th}$ , la vitesse d'étalement de la goutte  $U = r/t$  et une longueur caractéristique  $L$  (n'intervenant pas dans le calcul puisque se simplifiant avec le périmètre  $2\pi L$ ) ainsi que le contraste de viscosité

$C_{vis} = \frac{\mu_l(100^\circ C) - \mu_l(20^\circ C)}{\mu_l(100^\circ C) + \mu_l(20^\circ C)}$  de l'eau induit par la différence de température entre la température d'injection et la température à l'interface de l'ordre de la température de saturation. La longueur d'onde critique de l'instabilité s'écrit alors :

$$\lambda_c = \frac{2\pi L}{0.12PeC_{vis}} = \frac{2\pi a_{th}}{0.12C_{vis}U} \quad (5.64)$$

En considérant un rayon  $r$  fixé, on retrouve une dépendance linéaire au temps d'impact ce qui est observé expérimentalement. Cependant, en prenant  $a_{th} = 1.47 \cdot 10^{-7}$  m/s et  $C_{vis} = 0.56$ , la longueur d'onde calculée est de l'ordre de  $\lambda_c \approx 1.10^{-6}$  m ce qui est très largement inférieur aux longueurs d'onde observées expérimentalement.

- De la même manière, la configuration gaz-gaz peut être étudiée. Il faut alors remplacer la vitesse du liquide par la vitesse débitante de vapeur calculée à partir du modèle (voir paragraphe 5.3.1) comme étant de l'ordre de  $U = 5 \cdot 10^4 d_c / \sqrt{t}$  avec  $d_c$  le diamètre de contact. Cependant,  $d_c$  variant en  $\sqrt{t}$  aux temps courts, la longueur d'onde obtenue ne dépendra plus du temps, ce qui est contraire aux observations. L'ordre de grandeur de l'instabilité ainsi calculé,  $\lambda_c \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$  m correspond toutefois aux observations expérimentales.
- La dernière configuration étudiée est la configuration gaz-liquide. Pour cette configuration, les deux milieux sont considérés comme non miscibles. Le contraste de viscosité est défini comme le contraste entre la viscosité de la vapeur d'eau et celle de l'eau liquide, la vitesse de l'interface est supposée proche de la vitesse d'étalement de la goutte  $U = r/t$ , ainsi d'après Homsy et al. [90] en supposant que l'épaisseur du film de vapeur évolue en  $h \approx 5 \cdot 10^{-5} \sqrt{t}$  (voir paragraphe 5.4.1).

$$\lambda_c = \frac{2\pi L}{\sqrt{\frac{2C_{vis}}{3(1+C_{vis})}} \sqrt{\frac{12\mu_{eau}U}{\sigma} \frac{L}{h}}} = \frac{2\pi L}{\sqrt{\frac{2C_{vis}}{3(1+C_{vis})}} \sqrt{\frac{12\mu_{eau}r}{\sigma} \frac{L}{5 \cdot 10^{-6} \sqrt{t}}}} \quad (5.65)$$

Avec cette approche, le comportement proportionnel de la longueur d'onde avec le temps est retrouvé. L'application numérique donne  $\lambda_c \approx 0.075t$ . On constate que l'ordre de grandeur de cette longueur d'onde correspond bien aux mesures expérimentales comme cela est visible sur la figure 5.42. Cependant ce modèle suggère que la longueur d'onde de l'instabilité est nulle en  $t = 0$  ce qui ne semble pas être le cas expérimentalement.

Pour conclure, aucun des modèles présentés ici n'arrive à décrire entièrement les observations expérimentales. Le modèle de Saffman-Taylor en liquide-gaz reste celui qui offre les plus grandes similitudes avec les observations notamment au travers de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde ainsi que de son évolution linéaire dans le temps. Il semble que ce modèle pourrait être raffiné si la vitesse locale de l'interface était connue tout comme le taux de croissance du film de vapeur ce qui n'est pas le cas actuellement.



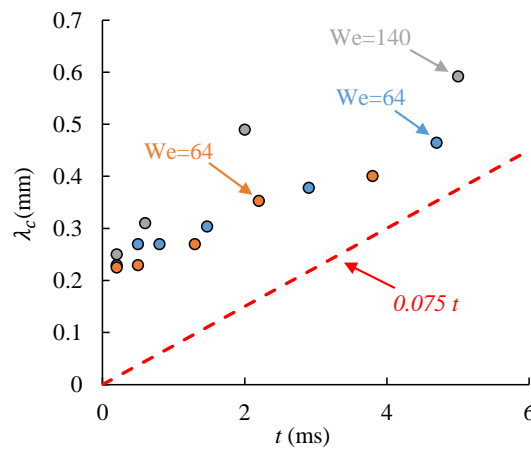


Figure 5.42 – Evolution de la longueur d’onde critique en fonction du temps. Comparaison entre les points expérimentaux et le modèle d’instabilité de Saffman-Taylor en configuration liquide-gaz (ligne pointillée).

## 5.5 Transferts de chaleur

Les techniques de thermométrie LIF et IR permettent de quantifier la chaleur  $E_w$  extraite à la paroi par la goutte ainsi que la chaleur  $E_l$  transférée à la goutte pour son échauffement. Les figures 5.43 et 5.44 présentent l’influence de la température de paroi sur les énergies  $E_w$  et  $E_l$  pour plusieurs nombres de Weber. Chacun des régimes d’ébullition identifiés précédemment se distingue par un comportement différent.

- **Régime d’ébullition nucléée** :  $E_w$  et  $E_l$  diminuent avec la température de paroi. Le nombre de bulles et leur taux de croissance augmentent avec la température de paroi. Ces bulles contribuent à la diminution des transferts et facilitent le démouillage de la paroi qui se produit de plus en plus tôt quand la température de paroi augmente (figure 5.29 et 5.30). Il est intéressant de remarquer que l’effet de la vitesse d’impact de la goutte est négligeable sur les échanges de chaleur. Bien que la surface d’étalement de la goutte varie avec le nombre de Weber, la surface maximale mouillée est à peu près la même (figure 5.31). Ce comportement conforte l’idée selon laquelle le front de mouillage se propage à la même vitesse quel que soit le nombre de Weber. Ce front serait arrêté sur le bord par le réchauffement progressif du liquide et par son ébullition. Au centre de la zone d’impact, la paroi est plus refroidie que sur les bords. Entre 300°C et 400°C, la différence ( $E_w - E_l$ ) reste à peu près constante. Elle est d’environ 0,2 J, ce qui correspond à environ 10 % de l’énergie prélevée à la paroi qui part dans la vapeur.
- **Ébullition partiellement mouillante en digitation** : Le nombre de Weber devient un paramètre différenciant. Sur les figures 5.29 et 5.30, il apparaît que  $E_l$  et  $E_w$  augmentent légèrement entre 450°C et 550°C pour  $We=64$  et 92, tandis que l’inverse se produit pour  $We=17$  et  $We=30,6$ . De plus, comme illustré par la figure 5.30, l’écart se creuse entre  $E_w$  et  $E_l$ , tout



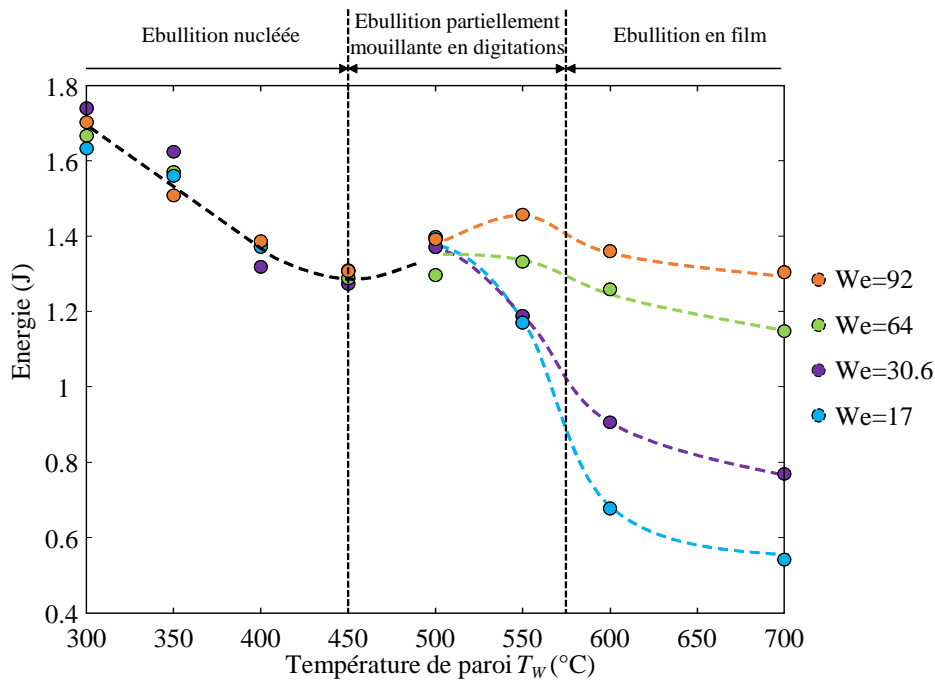


Figure 5.43 – : Influence de la température de paroi sur la chaleur prélevée à la paroi. Cas de gouttes d'eau impactant la paroi de saphir à différentes valeurs du nombre de Weber ( $d_0 = 2.5$  mm,  $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ )

particulièrement pour les plus petits nombres de Weber. Cet écart correspond à une augmentation de la contribution de l'évaporation au bilan d'énergie qui atteint pratiquement 30% pour  $We=17$  à  $T_w=500^\circ\text{C}$ .

- **Cas d'un nombre de Weber petit ( $We=17$ ) :** Les figures 5.29, 5.30, et 5.31 mettent en évidence que la surface mouillée est plus grande pour  $We=17$  que pour  $We=92$  à  $T_w = 500^\circ\text{C}$  et  $550^\circ\text{C}$ . Tout contact du liquide avec la paroi à ces températures de paroi élevées induit une production intense de vapeur. En revanche,  $E_l$  diminue car l'augmentation des zones sèches en paroi crée une résistance au transfert de chaleur par conduction vers la goutte. Entre  $450^\circ\text{C}$  et  $500^\circ\text{C}$ ,  $E_w$  augmente tandis que  $E_l$  diminue pour  $We=17$ . Pour  $500^\circ\text{C} < T_w < 600^\circ\text{C}$ , l'assèchement de la paroi l'emporte, le débit de vapeur devient moins intense et le film de vapeur créé sous la goutte est globalement de plus en plus épais, ce qui limite la conduction thermique vers la goutte.
- **Cas d'un nombre de Weber élevé ( $We=92$ ) :** Dans le cas de  $We=92$ ,  $E_l$  et  $E_w$  augmentent entre  $450^\circ\text{C}$  et  $550^\circ\text{C}$ . Ce comportement ne peut pas être expliqué par un accroissement de la densité de flux de chaleur. Au contraire, la diminution de la surface mouillée, et l'apparition d'un film de vapeur d'épaisseur croissante avec  $T_w$ , ne peuvent qu'induire une diminution de  $q_w$  et  $q_L$ . L'apparition du film de vapeur permet d'avoir une densité de flux à peu près uniforme sur pratiquement toute la surface d'étalement de la goutte. Sur la figure 5.45, on peut voir que la surface d'échange augmente

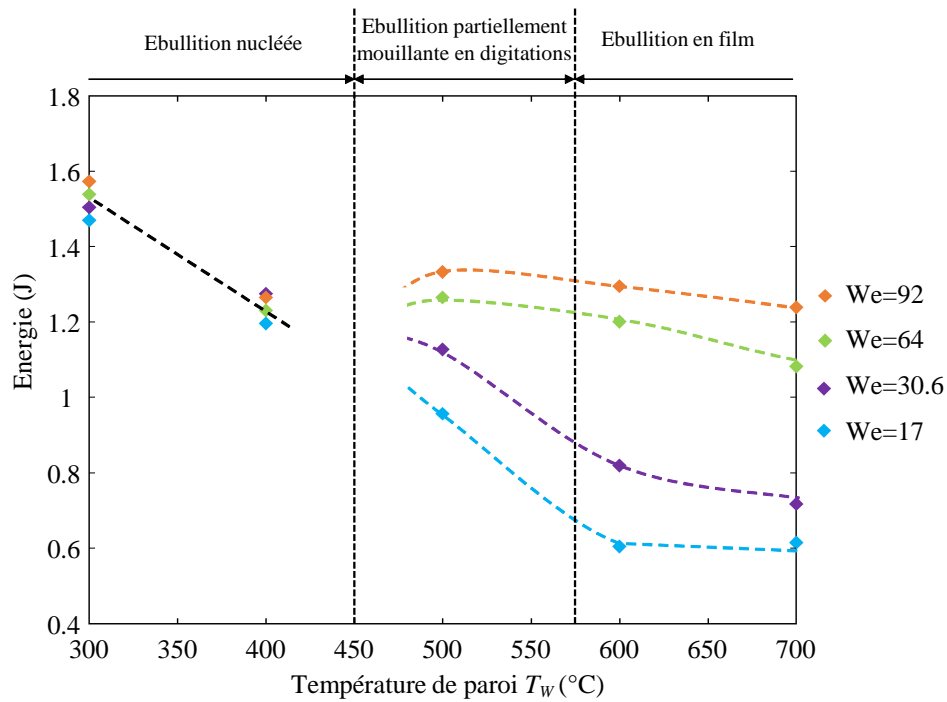


Figure 5.44 – : Influence de la température de paroi sur la chaleur prélevée par la phase liquide de la goutte. Cas de gouttes d’eau impactant la paroi de saphir à différentes valeurs du nombre de Weber ( $d_0 = 2.5$  mm,  $T_{d0} = 20^\circ\text{C}$ )

considérablement entre  $450^\circ\text{C}$  et  $550^\circ\text{C}$ . Comme le montre la figure 5.45, un tel effet ne se produit pas pour un petit nombre de Weber. D’après la figure 5.31, l’effet produit est à peu près celui d’une augmentation de la surface d’échange d’un facteur 3.

- **Ebullition non-mouillante en film** : Ce régime a été étudié précédemment au paragraphe 5.2. La densité de flux de chaleur  $q_L$  est à peu près indépendante de  $T_w$  et de  $We$ . Les échanges s’effectuent de façon à peu près uniformes sur la surface  $\pi d_c/4$ , où  $d_c$  est le diamètre de contact visible sur des vues de côté de la goutte. Ce diamètre est proche du diamètre d’étalement à l’arrondi près du bord de la goutte. Les énergies  $E_l$  et  $E_w$  sont donc indépendantes de  $T_w$ . Elles dépendent de  $We$  dans la mesure où le diamètre d’étalement et de contact de la goutte sont fonction de  $We$ .

## 5.6 Conclusion

La mise en parallèle des résultats obtenus par la fluorescence induite par laser et par thermographie infrarouge a permis de conclure sur plusieurs aspects de l’impact de goutte sur paroi chaude. Il a notamment été possible de mesurer les parts relatives que possèdent l’évaporation et la chaleur sensible stockée par la goutte dans la chaleur globale prélevée à la paroi lors de l’impact.

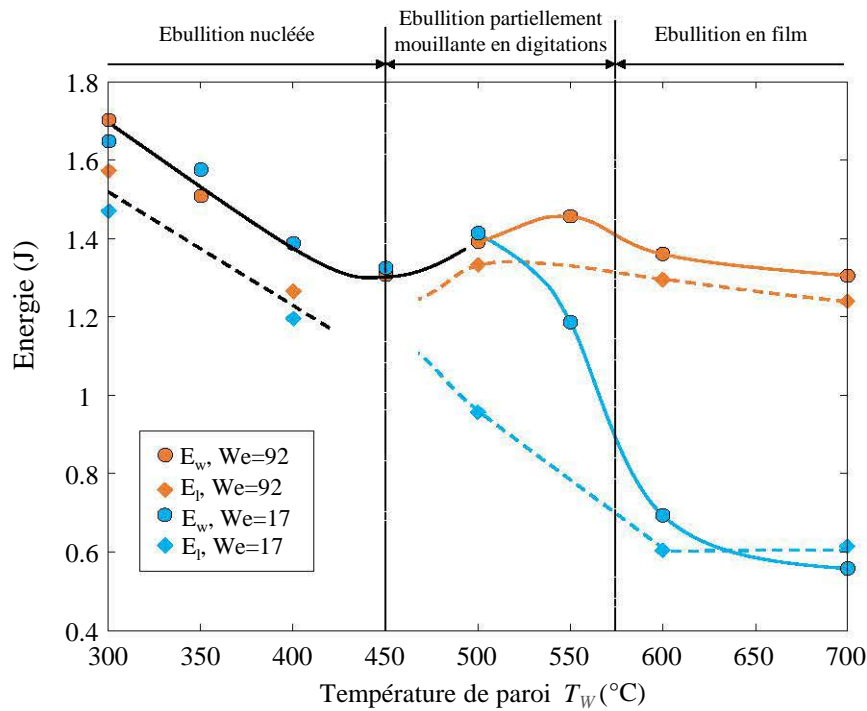


Figure 5.45 – : Comparaison de la chaleur extraite à la paroi  $E_w$  et de la chaleur utilisée pour chauffer le liquide  $E_l$ . Influence de la température de paroi pour  $We=17$  et  $We=92$

Une étude paramétrique a permis de mettre en évidence l'influence, sur ce bilan, des différents paramètres tels que la vitesse d'impact de la goutte, la température de paroi et la température initiale de la goutte.

Des phénomènes tels que la transition entre un régime mouillant et non mouillant ou encore la présence d'instabilités ont pu être observés, apportant un peu plus de connaissances sur l'impact de gouttes dans de telles conditions.

Par ailleurs, ces résultats ont permis de confronter plusieurs modèles réduits à des mesures permettant ainsi leur validation comme dans le cas des modèles d'échauffement de la phase liquide et de la dynamique du film de vapeur. Pour la caractérisation des instabilités du film de vapeur, aucun modèle ne permet de conclure formellement sur la nature du phénomène mais la piste d'une instabilité de type Saffman-Taylor entre le liquide et sa vapeur semble pouvoir être avancée.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Ce mémoire a présenté les principaux résultats d'une étude des transferts de chaleur et de masse à l'impact de gouttes sur une paroi chaude dans le régime d'ébullition en film. Les couplages entre les transferts de chaleur et de masse et la dynamique des fluides rendent particulièrement difficile la compréhension des phénomènes. Pour cette raison, des diagnostics optiques ont été développés afin de caractériser le champ de température à l'intérieur de la goutte et le flux de chaleur à la surface de la paroi solide. Les efforts ont porté sur ces deux grandeurs qui sont nécessaires à la réalisation de bilans énergétiques et donc indispensables à la modélisation. Parvenir à des mesures résolues spatialement et temporellement a constitué le premier défi de ces travaux. Des solutions originales ont dû être apportées :

- La mesure de la température par fluorescence induite par laser à deux couleurs a longtemps été réalisée avec des sources laser continues à partir de moyennes temporelles des signaux de la fluorescence, ce qui garantit généralement une excellente précision de mesure. Cependant, ce type d'approche a des limitations pour l'étude de l'impact de goutte. L'objectif a été de mesurer des champs instantanés de température à l'intérieur de la goutte. Les lasers pulsés nanosecondes sont intéressants car ils délivrent des puissances bien plus élevées que des sources continues. Le passage à une excitation nanoseconde pose néanmoins des difficultés, car les caractéristiques de la fluorescence sont modifiées. En particulier, les énergies des tirs laser sont telles avec une source nanoseconde que le signal de fluorescence est facilement saturé et peut perdre en sensibilité à la température dans le cas de certains colorants fluorescents. Le couple de colorants sélectionné (Sulforhodamine 640/Fluorescéine) présente une très forte sensibilité à la température, qui ne dépend pas de la puissance d'excitation laser, y compris quand celle-ci dépasse le seuil de saturation des colorants. Cette propriété a permis d'étendre la technique 2cLIF au domaine saturé et partiellement saturé d'excitation de la fluorescence sans introduire de biais de mesure supplémentaire. Des images obtenues sous différentes orientations et à différents instants de l'impact permettent de quantifier l'échauffement du liquide, et mettent ainsi en évidence l'influence du transport convectif interne à la goutte pendant les différentes phases de l'impact.
- Pour caractériser le flux de chaleur extrait de la paroi, il a fallu concevoir une surface émissive dans l'IR, résistante à de hautes températures (au moins jusqu'à 700°C) et d'épais-

seur submicronique pour ne pas modifier l'impédance thermique de la paroi. Une couche de TiAlN d'environ 300 nm est déposée sur la fenêtre en saphir qui sert de cible aux impacts. Le saphir étant transparent dans l'IR, l'empreinte thermique de la goutte en face avant de la surface d'impact peut être mesurée par une caméra infrarouge haute cadence visualisant la paroi par le dessous. Un modèle analytique de la conduction de la chaleur dans la paroi en saphir a été développé afin d'estimer, par méthode inverse, le flux de chaleur sur la surface soumise aux impacts. Bien que le nombre de pixels et la fréquence des images de la caméra limitent la précision des résultats de l'inversion aux temps courts, la démarche adoptée s'est montrée suffisante pour estimer la densité du flux de chaleur dans le régime d'ébullition en film où les transferts sont particulièrement réduits. La détermination de l'épaisseur du film de vapeur s'appuie sur cette estimation de la densité du flux de chaleur. Ces deux grandeurs sont inversement proportionnelles, puisque le transfert de la chaleur est dominé par la conduction thermique dans le film de vapeur.

Les techniques de mesure précédentes ont été utilisées afin de mettre en évidence l'influence de plusieurs paramètres, à savoir : la température de paroi  $T_W$ , la vitesse d'impact des gouttes  $U_0$  et la température initiale des gouttes avant impact  $T_{d0}$  dans le cas de gouttes millimétriques d'eau. Dans le régime d'ébullition en film, la chaleur extraite à la paroi et celle transférée au liquide sont influencées par le nombre de Weber. Cette dépendance est surtout le résultat du processus de création de surface pendant l'étalement de la goutte. En effet, les mesures révèlent que l'épaisseur du film de vapeur et la densité surfacique du flux de chaleur en paroi ne dépendent pas du nombre de Weber. La pression dynamique exercée par la goutte sur le film de vapeur a donc très peu d'influence sur la cinétique des transferts et sur la croissance du film de vapeur. L'échauffement de la goutte atteint une limite pour des valeurs élevées du nombre de Weber. Cette limite s'explique par le fait que la surface effective des échanges tend vers une limite. La lamelle devient très mince et commence à se fragmenter avant l'étalement maximal de la goutte. Pour des températures de paroi légèrement inférieures à la température de Leidenfrost, le mouillage de la paroi est restreint à une région centrale, tandis que le bord de la goutte est déjà en lévitation sur un film de vapeur. La surface de la zone centrale mouillée, qui est le siège des échanges de chaleur les plus intenses, suit une évolution temporelle qui semble peu influencée par le nombre de Weber. De ce fait, la dépendance au nombre de Weber des transferts de chaleur n'est pratiquement plus observée dans le régime d'ébullition de transition.

Pour la quasi-totalité des cas étudiés, y compris des gouttes préchauffées entre 20°C et 80°C, il y a pratiquement une égalité entre la chaleur prélevée à la paroi et celle transférée au liquide. Cela signifie que la chaleur utilisée pour la vaporisation du liquide joue un rôle négligeable dans le bilan d'énergie. Un modèle simplifié, reprenant les hypothèses classiques de la théorie de la lubrification pour décrire l'écoulement à l'intérieur du film de vapeur, permet d'expliquer ce résultat important. La force exercée par la goutte sur le film de vapeur devenant rapidement négligeable au cours de l'impact, l'épaisseur du film de vapeur évolue en permanence de façon à maintenir cette quasi-égalité entre la densité de flux de chaleur à la paroi  $q_W$  et celle entrant dans la phase liquide  $q_L$ .

Finalement, l'échauffement des gouttes a été analysé grâce à l'imagerie de fluorescence induite par laser à deux couleurs. Les résultats mettent en évidence la nature complexe du processus de transport de la chaleur dans la goutte. Cette dernière est d'abord transportée sur le bord de la goutte dans le bourrelet, où il y a un processus de mélange rapide à cause de mouvement de recirculation. Lorsque l'épaisseur de la lamelle au centre devient très mince, l'échauffement du liquide est interrompu car la température atteint très rapidement la température de saturation. Malgré la complexité de l'écoulement interne, il ressort des mesures que la chaleur transférée au liquide diminue à peu près linéairement avec la température initiale de la goutte  $T_{d0}$ . Un modèle a été proposé pour déterminer le flux de chaleur absorbée par la goutte. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur en 1D dans le liquide. Il prend en compte le mouvement du liquide dans la lamelle pendant la phase d'étalement, l'épaisseur variable de la lamelle. Il suppose que la température de saturation est imposée sur la surface inférieure de la goutte, tandis que le flux de chaleur est nul sur toutes les autres frontières. Un bon accord avec l'expérience est obtenu, cependant au prix d'une correction systématique par un facteur 3 de la densité du flux de chaleur  $q_L$ . Le modèle semi-empirique obtenu, associé à l'hypothèse d'une égalité entre les densités de flux de chaleur  $q_W$  et  $q_L$ , permet de reproduire correctement la croissance du film de vapeur dans toutes les expériences. Les résultats expérimentaux ont également permis de mettre en évidence la présence d'instabilités au niveau du film de vapeur. Ces instabilités, déjà observées par certains auteurs dans le régime d'ébullition transitoire où le mouillage est partiel, existent également dans le régime d'ébullition en film à des températures de paroi beaucoup plus élevées. Pour les observer, il faut que les gouttes soient suffisamment froides de façon à ce que l'épaisseur du film de vapeur ne dépasse pas quelques microns. L'analyse des images IR a permis de préciser la longueur d'onde des digitations. Celle-ci augmente de manière linéaire en fonction du temps au début de l'impact alors que le nombre de digitations est proportionnel à  $We^{0.44}$ . Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer le développement de ces instabilités, mais des études supplémentaires seront nécessaires pour conclure définitivement.

### Perspectives

Les perspectives de ce travail sont nombreuses et concernent l'amélioration des diagnostics optiques autant que la modélisation des interactions gouttes/parois chaudes.

- Fluorescence induite par laser à deux couleurs :

La technique d'imagerie de fluorescence mise en œuvre dans ce travail permet de figer dans le temps le champ thermique. Le processus d'échauffement peut être reconstruit à condition de supposer des impacts rigoureusement identiques, car le taux de répétition des tirs laser de quelques Hertz n'est pas suffisant. Or les digitations sur le bord de la goutte (instabilités de Rayleigh-Taylor), ainsi que les trous de la lamelle, présentent un caractère aléatoire. L'utilisation d'un laser haute cadence serait donc particulièrement intéressante dans la perspective d'analyser l'échauffement d'une seule et même goutte du début jusqu'à la fin du processus d'impact. La fluorescence induite par laser utilise un éclairage laser volumique de la goutte, ce qui permet de visualiser le champ de

température à l'intérieur du liquide, mais intégré sur toute la profondeur optique. L'utilisation de la tomographie laser pourrait s'envisager. Elle consiste à scanner l'intérieur de la goutte par une nappe laser très fine. Cette approche devra cependant être couplée à un modèle optique prenant en compte la déviation des rayons lumineux au niveau de l'interface liquide-gaz afin de reconstruire le champ de température interne. Malheureusement, ce type de reconstruction est presque impossible en présence de phénomènes de réflexion totale interne. Pour mieux localiser les transferts thermiques, une autre possibilité est l'utilisation de la microscopie de fluorescence (mono ou multiphotonique). L'objectif du microscope pourrait être positionné juste en dessous de la paroi en saphir. Finalement, les mesures thermiques pourront être ensuite associées à des mesures du champ de vitesse par  $\mu$ PIV, ce qui permettrait de mieux comprendre les mécanismes du transport interne.

- Thermographie IR :

L'acquisition d'images IR à des fréquences de plusieurs milliers d'images par seconde, se fait actuellement au détriment du nombre de pixels et donc de la résolution spatiale. Le compromis actuel entre fréquence et résolution des images ne permet pas de suivre précisément le développement du film de vapeur aux temps courts (jitter de 0,5 ms). De plus, les hautes fréquences spatiales des instabilités du film de vapeur sont filtrées dès que le taux d'acquisition des images dépasse quelques centaines d'images par seconde. Des modèles récents de caméras IR permettraient de lever au moins partiellement ces limitations.

- Modélisation de l'interaction goutte/paroi chaude :

De nombreuses pistes peuvent être explorées afin d'améliorer la modélisation des phénomènes. Les résultats présentés n'ont concerné que des gouttes d'eau et se sont pour l'essentiel limités au régime d'ébullition en film.

- Les approches expérimentales mises au point peuvent a priori être étendues à d'autres liquides. Il s'agirait, dans un premier temps, de vérifier que les résultats obtenus sur l'eau sont bien transposables à d'autres liquides qui n'ont pas les mêmes propriétés thermiques, viscosités, et tensions de surface. Dans un deuxième temps, il est envisageable d'aller vers des liquides plus complexes (additionnés de surfactant, mélangés à des polymères) pour voir s'il est possible d'influencer significativement les transferts et améliorer ainsi l'efficacité de refroidissement.
- L'extension de ces travaux à des régimes mouillants est également une perspective très intéressante. Des mesures finement résolues dans le temps et dans l'espace seront essentielles pour caractériser les transferts au voisinage de lignes triples, ou au niveau de sites de nucléation. L'utilisation de surfaces solides structurées à l'échelle microscopique est connue pour modifier la transition entre les différents régimes d'ébullition. En revanche, si des effets ont été observés dans plusieurs études, il manque très souvent des données à ces échelles microscopiques pour expliquer la nature des phénomènes mis en jeu.
- L'impact d'une goutte individuelle est assez éloigné d'un spray, où des phénomènes d'interaction entre les gouttes peuvent modifier les transferts. Les techniques expérimentales

développées se prêteraient parfaitement à l'étude de l'impact de deux gouttes. Il pourrait, par exemple, s'agir d'impacts simultanés à une distance inférieure au diamètre maximal d'étalement, ou d'impacts au même endroit plus ou moins décalés dans le temps.

- La comparaison à des simulations numériques directes (DNS) pourrait être riche en enseignement et apporter des réponses à plusieurs questions soulevées par ce travail. En particulier, la densité de flux de chaleur transférée à la goutte dépasse largement les valeurs prévues par le modèle simplifié. Les tout premiers instants de l'impact restent difficiles à appréhender. La solution théorique proposée d'un film de vapeur d'épaisseur nulle n'est pas satisfaisante car elle implique des flux de chaleur infinis. Des bulles de vapeur provoquant l'éjection de fines gouttelettes sont observées à des températures de paroi qui dépassent très largement la température de Leidenfrost. L'origine de cette nucléation semble actuellement difficile à comprendre.

Des travaux sont actuellement en cours à l'IMFT Toulouse, ainsi qu'à l'Université de Brighton pour simuler des impacts de gouttes millimétriques dans les conditions des expériences réalisées à Nancy. Pour être plus réaliste, l'équipe de Brighton se propose notamment de prendre en compte les transferts de chaleur dans le substrat de saphir.





# Bibliographie

- [1] Fabrice Lemoine and Pascal La Vieille. Optical device and method for the non-intrusive measuring of the temperature of a flowing liquid, June 13 2006. US Patent 7,059,766.
- [2] Pierre Dunand. Étude de l'impact de goutte sur une paroi chaude en régime de Leidenfrost. PhD thesis, Université de Lorraine, 2012.
- [3] P. Dunand, G. Castanet, M. Gradeck, D. Maillet, and F. Lemoine. Energy balance of droplets impinging onto a wall heated above the leidenfrost temperature. INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND FLUID FLOW, 44 :170–180, DEC 2013.
- [4] Alexandre Labergue, Alain Delconte, and Fabrice Lemoine. Study of the thermal mixing between two non-isothermal sprays using combined three-color lif thermometry and phase doppler analyzer. Experiments in Fluids, 54(6), JUN 2013.
- [5] J. G. Leidenfrost. On the fixation of water in diverse fire. International Journal of Heat and Mass Transfer, 9 :1153–1166, 1966.
- [6] A. M. Worthington. A second paper on the forms assumed by drop of liquids falling vertically on a horizontal plate. Proc. of the Royal Soc. Of London, 25 :489–503, 1876.
- [7] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat  $q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. International Journal of Heat and Mass Transfer, 9 :1419–1433, 1966.
- [8] B. Sobac, A. Rednikov, S. Dorbolo, and P. Colinet. Leidenfrost effect : Accurate drop shape modeling and refined scaling laws. Phys. Rev. E, 90 :053011, Nov 2014.
- [9] Anne-Laure Biance, Christophe Clanet, and David Quéré. Leidenfrost drops. Physics of Fluids, 15(6) :1632–1637, 2003.
- [10] Tadeusz Orzechowski and Sylwia Weiślik. Analysis of d2-law in case of leidenfrost drop evaporation. Experimental Thermal and Fluid Science, 59 :230 – 237, 2014.
- [11] JC Burton, AL Sharpe, RCA van der Veen, A Franco, and SR Nagel. Geometry of the vapor layer under a leidenfrost drop. Physical review letters, 109(7) :074301, 2012.

- [12] GE Cossali, A Coghe, and M Marengo. The impact of a single drop on a wetted solid surface. Experiments in fluids, 22(6) :463–472, 1997.
- [13] AL Yarin. Drop impact dynamics : splashing, spreading, receding, bouncing.... Annu. Rev. Fluid Mech., 38 :159–192, 2006.
- [14] Ilia V Roisman. Inertia dominated drop collisions. ii. an analytical solution of the navier–stokes equations for a spreading viscous film. Physics of Fluids, 21(5) :052104, 2009.
- [15] Tuan Tran, Hendrik JJ Staat, Andrea Prosperetti, Chao Sun, and Detlef Lohse. Drop impact on superheated surfaces. Physical review letters, 108(3) :036101, 2012.
- [16] Guillaume Castanet, Ophélie Caballina, and Fabrice Lemoine. Drop spreading at the impact in the leidenfrost boiling. Physics of Fluids, 27(6) :063302, 2015.
- [17] Gangtao Liang and Issam Mudawar. Review of drop impact on heated walls. International Journal of Heat and Mass Transfer, 106 :103–126, 2017.
- [18] G.E. Cossali, M. Marengo, and M. Santini. Thermally induced secondary drop atomisation by single drop impact onto heated surfaces. International Journal of Heat and Fluid Flow, 29(1) :167 – 177, 2008.
- [19] Monique LALLEMAND. Transferts en changement de phase Ébullition libre. Techniques de l'ingénieur Transferts thermiques, base documentaire : TIB214DUO.(ref. article : be8235), 2017. fre.
- [20] V Bertola and K Sefiane. Controlling secondary atomization during drop impact on hot surfaces by polymer additives. Physics of Fluids, 17(10) :108104, 2005.
- [21] Mohammad Khavari, Chao Sun, Detlef Lohse, and Tuan Tran. Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces. Soft matter, 11(17) :3298–3303, 2015.
- [22] Shi-Chune Yao and Kang Yuan Cai. The dynamics and leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles. Experimental Thermal and Fluid Science, 1(4) :363–371, 1988.
- [23] Minori Shirota, Michiel AJ van Limbeek, Chao Sun, Andrea Prosperetti, and Detlef Lohse. Dynamic leidenfrost effect : relevant time and length scales. Physical review letters, 116(6) :064501, 2016.
- [24] BI Nigmatulin, NI Vasiliev, and VV Guguchkin. Interaction between liquid droplets and heated surface. Wärme-und Stoffübertragung, 28(6) :313–319, 1993.
- [25] A Karl and A Frohn. Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls. Physics of fluids, 12(4) :785–796, 2000.

- [26] GE Cossali, M Marengo, and M Santini. Effects of wall effusivity on secondary droplet atomization from single and multiple impacts onto heated surfaces. In Proceedings of the 19th ILASS-Europe, 2005.
- [27] Lei Xu, Wendy W Zhang, and Sidney R Nagel. Drop splashing on a dry smooth surface. Physical review letters, 94(18) :184505, 2005.
- [28] Ilja Buchmüller. Influence of pressure on Leidenfrost effect. PhD thesis, tuprints, 2014.
- [29] CO 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, 13(2) :369IN3373–372IN5381, 1970.
- [30] John D Bernardin, Clinton J Stebbins, and Issam Mudawar. Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface. International Journal of Heat and Mass Transfer, 40(2) :247–267, 1997.
- [31] Tuan Tran, Hendrik JJ Staat, Arturo Susarrey-Arce, Tobias C Foertsch, Arie van Houselt, Han JGE Gardeniers, Andrea Prosperetti, Detlef Lohse, and Chao Sun. Droplet impact on superheated micro-structured surfaces. Soft Matter, 9(12) :3272–3282, 2013.
- [32] Christina M Weickgenannt, Yiyun Zhang, Suman Sinha-Ray, Ilia V Roisman, Tatiana Gambaryan-Roisman, Cameron Tropea, and Alexander L Yarin. Inverse-leidenfrost phenomenon on nanofiber mats on hot surfaces. Physical Review E, 84(3) :036310, 2011.
- [33] Martin Rein. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. Fluid Dynamics Research, 12(2) :61–93, 1993.
- [34] KK Haller, D Poulikakos, Y Ventikos, and P Monkewitz. Shock wave formation in droplet impact on a rigid surface : lateral liquid motion and multiple wave structure in the contact line region. Journal of Fluid Mechanics, 490 :1–14, 2003.
- [35] Ilia V Roisman, Romain Rioboo, and Cameron Tropea. Normal impact of a liquid drop on a dry surface : model for spreading and receding. In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, volume 458, pages 1411–1430. The Royal Society, 2002.
- [36] Ilia V. Roisman, Edin Berberović, and Cam Tropea. Inertia dominated drop collisions. i. on the universal flow in the lamella. Physics of Fluids, 21(5) :052103, 2009.
- [37] Ilia V Roisman, Carole Planchette, Elise Lorenceau, and Guenter Brenn. Binary collisions of drops of immiscible liquids. Journal of Fluid Mechanics, 690 :512–535, 2012.
- [38] AL Yarin and DA Weiss. Impact of drops on solid surfaces : self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. Journal of Fluid Mechanics, 283 :141–173, 1995.

- [39] Shamit Bakshi, Ilia V Roisman, and Cam Tropea. Investigations on the impact of a drop onto a small spherical target. Physics of Fluids, 19(3) :032102, 2007.
- [40] S Chandra and CT Avedisian. On the collision of a droplet with a solid surface. In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, volume 432, pages 13–41. The Royal Society, 1991.
- [41] Christophe Clanet, Cédric Béguin, Denis Richard, and David Quéré. Maximal deformation of an impacting drop. Journal of Fluid Mechanics, 517 :199–208, 2004.
- [42] Humberto Chaves, Artur Michael Kubitzek, and Frank Obermeier. Dynamic processes occurring during the spreading of thin liquid films produced by drop impact on hot walls. International journal of heat and fluid flow, 20(5) :470–476, 1999.
- [43] FEC Culick. Comments on a ruptured soap film. Journal of applied physics, 31(6) :1128–1129, 1960.
- [44] Anne-Laure Biance, Frédéric Chevy, Christophe Clanet, Guillaume Lagubeau, and David Quéré. On the elasticity of an inertial liquid shock. Journal of Fluid Mechanics, 554 :47–66, 2006.
- [45] Emmanuel Villermaux and Benjamin Bossa. Drop fragmentation on impact. Journal of Fluid Mechanics, 668 :412–435, 2011.
- [46] B Geerdink. Splashing of leidenfrost druplets. Master’s thesis, University of Twente, 2013.
- [47] H Marmanis and ST Thoroddsen. Scaling of the fingering pattern of an impacting drop. Physics of Fluids, 8(6) :1344–1346, 1996.
- [48] Natsuo Hatta, Hitoshi Fujimoto, Kenji Kinoshita, and Hirohiko Takuda. Experimental study of deformation mechanism of a water droplet impinging on hot metallic surfaces above the leidenfrost temperature. Journal of fluids engineering, 119(3) :692–699, 1997.
- [49] M Bussmann, S Chandra, and J Mostaghimi. Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface. Physics of Fluids, 12(12) :3121–3132, 2000.
- [50] Navid Z Mehdizadeh, Sanjeev Chandra, and Javad Mostaghimi. Formation of fingers around the edges of a drop hitting a metal plate with high velocity. Journal of Fluid Mechanics, 510 :353–373, 2004.
- [51] CHR Mundo, M Sommerfeld, and C Tropea. Droplet-wall collisions : experimental studies of the deformation and breakup process. International journal of multiphase flow, 21(2) :151–173, 1995.
- [52] Chr Mundo, Martin Sommerfeld, and Cameron Tropea. Experimental studies of the deposition and splashing of small liquid droplets impinging on a flat surface. In Proceedings of ICLASS, volume 94, pages 134–141, 1994.

- [53] M Marengo and C Tropea. Aufprall von tropfen auf flüssigkeitsfilme. DFG, Berlin, Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben, 194 :10–18, 1999.
- [54] Wolfgang Samenfink. Grundlegende Untersuchung Zur Tropfeninteraktion Mit Schubspannungsgetriebenen Wandfilmen. na, 1997.
- [55] CD Stow and MG Hadfield. An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface. In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, volume 373, pages 419–441. The Royal Society, 1981.
- [56] G Castanet, T Lienart, and F Lemoine. Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall. International Journal of Heat and Mass Transfer, 52(3) :670–679, 2009.
- [57] N García Rosa, Philippe Villedieu, Jérôme Dewitte, and Gérard Lavergne. A new droplet-wall interaction model. In Proceedings of the 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Tokyo, Japan, pages 29–32, 2006.
- [58] Gianpietro E Cossali, Marco Marengo, and Maurizio Santini. Single-drop empirical models for spray impact on solid walls : a review. Atomization and Sprays, 15(6), 2005.
- [59] Jérôme Dewitte. Modélisation de l’impact d’un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée. PhD thesis, 2006.
- [60] John D Bernardin and Issam Mudawar. Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays. International Journal of Heat and Mass Transfer, 40(11) :2579–2593, 1997.
- [61] Sugato Deb and S-C Yao. Analysis on film boiling heat transfer of impacting sprays. International journal of heat and mass transfer, 32(11) :2099–2112, 1989.
- [62] Gail E Kendall and Warren M Rohsenow. Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow. Technical report, Cambridge, Mass. : Heat Transfer Laboratory, Dept. of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology,[1978], 1978.
- [63] Leon Bolle and J Cl Moureau. Spray cooling of hot surfaces. Multiphase science and technology, 1(1-4), 1982.
- [64] J Jung, S Jeong, and H Kim. Investigation of single-droplet/wall collision heat transfer characteristics using infrared thermometry. International Journal of Heat and Mass Transfer, 92 :774–783, 2016.
- [65] Lucia Rueda Villegas, Romain Alis, Mathieu Lepilliez, and Sébastien Tanguy. A ghost fluid/level set method for boiling flows and liquid evaporation : Application to the leiden-frost effect. Journal of Computational Physics, 316 :789–813, 2016.

- [66] Dalton JE Harvie and David F Fletcher. A hydrodynamic and thermodynamic simulation of droplet impacts on hot surfaces, part ii : validation and applications. International Journal of Heat and Mass Transfer, 44(14) :2643–2659, 2001.
- [67] Vincent Groendes and Russell Mesler. Measurement of transient surface temperature beneath leidenfrost water drops. Heat Transfer, 14 :131–136, 1982.
- [68] YM Qiao and S Chandra. Boiling of droplets on a hot surface in low gravity. International journal of heat and mass transfer, 39(7) :1379–1393, 1996.
- [69] WE Ranz and WR Marshall. Evaporation from drops. Chemical Engineering Progress, 48(3) :141446, 1952.
- [70] Bernard Eyglunet. Manuel de thermique : théorie et pratique. Hermes, 1997.
- [71] Elena R Dobrovinskaya, Leonid A Lytvynov, and Valerian Pishchik. Properties of sapphire. In Sapphire, pages 55–176. Springer, 2009.
- [72] G. Castanet, T. Lienart, and F. Lemoine. Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall. International Journal of Heat and Mass Transfer, 52(3-4) :670–679, JAN 31 2009.
- [73] V. Depredurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, and F. Lemoine. A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets. Measurement Science & Technology, 19(10), OCT 2008.
- [74] T. W. Lee. Thermal and Flow Measurements. CRC Press, 2008.
- [75] H Lastakowski, F Boyer, A-L Biance, C Pirat, and C Ybert. Bridging local to global dynamics of drop impact onto solid substrates. Journal of Fluid Mechanics, 747 :103–118, 2014.
- [76] J Coppeta and C Rogers. Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements. Experiments in Fluids, 25(1) :1–15, 1998.
- [77] Matthias Bruchhausen, Fabrice Guillard, and Fabrice Lemoine. Instantaneous measurement of two-dimensional temperature distributions by means of two-color planar laser induced fluorescence (plif). Experiments in Fluids, 38(1) :123–131, 2005.
- [78] P. Dunand, G. Castanet, and F. Lemoine. A two-color planar lif technique to map the temperature of droplets impinging onto a heated wall. Experiments in Fluids, 52(4) :843–856, APR 2012.
- [79] A. Labergue, V. Depredurand, A. Delconte, G. Castanet, and F. Lemoine. New insight into two-color lif thermometry applied to temperature measurements of droplets. Experiments in Fluids, 49(2) :547–556, AUG 2010.

- [80] Robert Sjöback, Jan Nygren, and Mikael Kubista. Absorption and fluorescence properties of fluorescein. Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 51(6) :L7 – L21, 1995.
- [81] J Sakakibara and RJ Adrian. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence. Experiments in Fluids, 26(1-2) :7–15, JAN 1999.
- [82] Joseph R Lakowicz. Principles of fluorescence spectroscopy. Springer Science & Business Media, 2013.
- [83] Jaba Saha, Arpan Datta Roy, Dibyendu Dey, Santanu Chakraborty, D Bhattacharjee, PK Paul, and Syed Arshad Hussain. Investigation of fluorescence resonance energy transfer between fluorescein and rhodamine 6g. Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 149 :143–149, 2015.
- [84] IH Malitson and MJ Dodge. Refractive-index and birefringence of synthetic sapphire. In Journal Of The Optical Society Of America, volume 62, pages 1405–1405. AMER INST PHYSICS CIRCULATION FULFILLMENT DIV, 500 SUNNYSIDE BLVD, WOODBURY, NY 11797-2999, 1972.
- [85] Jan Breitenbach, Ilia V. Roisman, and Cameron Tropea. Heat transfer in the film boiling regime : Single drop impact and spray cooling. International Journal of Heat and Mass Transfer, 110 :34 – 42, 2017.
- [86] A. Sheludko. Thin liquid films. Advances in Colloid and Interface Science, 1(4) :391 – 464, 1967.
- [87] Anne-Laure Biance, Christophe Clanet, and David Quéré. Leidenfrost drops. Physics of Fluids, 15(6) :1632–1637, 2003.
- [88] Denis Maillet. Thermal quadrupoles : solving the heat equation through integral transforms. John Wiley & Sons Inc, 2000.
- [89] Byoung Jae Kim and Kyung Doo Kim. Rayleigh-taylor instability of viscous fluids with phase change. Physical Review E, 93(4) :043123, 2016.
- [90] George M Homsy. Viscous fingering in porous media. Annual review of fluid mechanics, 19(1) :271–311, 1987.



## Résumé

La compréhension des phénomènes se déroulant lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude est essentielle à l'optimisation des systèmes de refroidissement par sprays. Lorsque la température de paroi est élevée, un film de vapeur se forme quasi-instantanément entre la goutte et la paroi chaude. Ce film modifie le comportement hydrodynamique des gouttes et réduit considérablement les échanges de chaleur et de masse par rapport à un impact mouillant. La modélisation de ces phénomènes est complexe en raison des nombreux couplages entre les transferts de chaleur et de masse et la dynamique d'impact de la goutte. Pour aborder ce sujet, des techniques de mesure optiques ont été développées spécifiquement.

L'imagerie de fluorescence induite par plan laser à deux couleurs permet de caractériser la distribution de la température à l'intérieur des gouttes. Des images du champ de température, résolues à la fois spatialement et temporellement, sont rendues possible grâce à l'utilisation d'un nouveau couple de colorants fluorescents conservant une grande sensibilité à la température quand ils sont excités par un laser pulsé nanoseconde d'une énergie de plusieurs centaines de mJ.

En parallèle, la thermographie infrarouge a été utilisée pour déterminer la température de la surface d'impact en saphir. Pour cela, cette dernière est recouverte d'une couche de quelques centaines de nanomètres de TiAlN, émissif dans l'IR alors que le saphir est transparent. Les images haute cadence sont analysées par un modèle d'inversion, prenant en compte la conduction thermique dans le saphir, afin d'estimer la densité de flux thermique au niveau de la surface d'impact. L'épaisseur du film de vapeur est également déduite de ces mesures sous l'hypothèse, justifiée a posteriori, d'une conduction thermique prépondérante dans le film de vapeur.

Une étude de l'impact de gouttes d'eau est réalisée en faisant varier la vitesse d'impact et la température des gouttes avant impact, ainsi que la température de paroi. Dans la plupart des cas, la chaleur extraite à la paroi est comparable à celle transférée au liquide pour l'échauffer. Lorsque la température de paroi se rapproche et dépasse la température de Leidenfrost, les transferts de chaleur deviennent de plus en plus sensibles au nombre de Weber, et de moins en moins dépendant de la température de paroi. L'épaisseur du film de vapeur est affectée par des instabilités, dont les caractéristiques (longueur d'onde, amplitude) sont étudiées à partir des images IR. Finalement, un modèle 1D semi-empirique est proposé pour décrire l'échauffement des gouttes et la croissance du film de vapeur. La pression exercée par la goutte sur le film de vapeur se dissipe très vite à l'impact, si bien que la croissance du film de vapeur est gouvernée par la conduction de la chaleur vers la goutte et non par la dynamique de l'impact.

**Mots-clé :** Impact de goutte, transferts de chaleur et de masse, ébullition en film, fluorescence induite par laser, thermographie infrarouge, refroidissement par spray.

## Abstract

The understanding of phenomena occurring at the impact of a droplet onto a hot wall is crucial for the optimization of spray cooling systems. When the temperature of the wall is high, a vapor layer appears quasi-instantaneously between the droplet and the wall. This film of vapor modifies the hydrodynamic behavior of the droplet and highly reduce the heat and mass transfers in comparison with a wetting impact. Modelling these phenomena is complex because of the numerous coupling between the heat and mass transfers and the fluids dynamic. To get some insights into this phenomenon, optical diagnostic techniques have been developed.

Two color planar laser induced fluorescence imaging allows characterizing the distribution of the temperature inside the droplet. Images of the temperature fields, resolved both spatially and temporally, are recorded thanks to the use of a couple of fluorescent dyes keeping a high temperature sensitivity even when they are excited by a nanosecond pulsed laser with an energy of hundreds mJ.

In parallel, the infrared thermography is used to determine the temperature of the impinged surface made of sapphire. For that, this surface is coated with a thin film (about 300 nanometers) of TiAlN, highly emissive in the IR domain as opposed to the sapphire which is transparent in it. High frame rate image sequences are analyzed thanks to an analytical inversion model, taking into account the thermal conduction in the sapphire, in order to estimate the heat flux density at the impact surface. The thickness of the vapor layer was also deduced from this measurements thanks to the hypothesis of a dominant thermal conduction in the vapor layer.

A study of water drop impact was performed with different impact speeds, wall temperatures and different drop injection temperatures. In most of the cases, the heat flux extracted from the wall is close to the flux transferred to the liquid phase of the droplet. When the wall temperature approaches or exceeds the Leidenfrost temperature, the transfers become more sensitive to the Weber number and less sensitive to the wall temperature. The vapor layer thickness is affected by instabilities whose characteristics (wavelengths, amplitude) were investigated from the IR images. Eventually, a 1-D semi-empirical model is given for describing the heating of the liquid part of the droplet and the growth of vapor layer. The effect of the pressure exerted by the droplet onto the vapor film rapidly decreases during the impact process, so that the growth of the vapor film is only driven by the heat transferred by conduction to the droplet and not by dynamical parameters such as the impact velocity.

**Keywords :** Drop impact, heat and mass transfers, film boiling, laser induced fluorescence, infrared thermography, spray cooling.

