



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

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.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Ecole doctorale : EMMA

THESE

Présentée pour l'obtention du grade de
Docteur de L'Université De Lorraine
Spécialité : Mécanique et Energétique

Par
Pierre DUNAND

**Etude de l'impact de goutte sur une paroi chaude en régime de
Leidenfrost.**

Soutenue publiquement le 09 novembre 2012 devant la commission d'examen composée de :

Rapporteurs :	Antonio Luis Nobre Moreira	Professeur, IST, Lisbonne
	Cameron Tropea	Professeur, TUD, Darmstadt
Examineurs :	Christophe Clanet	Directeur de Recherche au CNRS, LADHYX, Palaiseau
	Guillaume Castanet (Co-directeur de thèse)	Chargé de recherche au CNRS, LEMTA, Nancy
	Philippe Villedieu	Maître de recherche, ONERA, Toulouse
	Michel Gradeck	Maître de conférences HDR, UL, LEMTA, Nancy
	Fabrice Lemoine (Directeur de thèse)	Professeur, UL, LEMTA, Nancy

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des membres du LEMTA qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse, qu'ils soient techniciens, secrétaires, maître de conférences, professeurs ou doctorants.

Mes premières pensées vont à Fabrice LEMOINE, directeur du LEMTA mais aussi mon directeur de thèse qui a su m'intégrer au sein du LEMTA et surtout m'encadrer dans mon envie de travailler dans la recherche, et ce, en m'aiguillant sur des thématiques très intéressantes dès mon projet de fin d'étude et mon stage de fin d'année au sein de l'ENSEM, qui ont ensuite menés à cette thèse. Son aide, ses connaissances théoriques mais aussi expérimentales ainsi que son recul sur le sujet et les problématiques rencontrés m'ont permis de progresser très efficacement tout au long de cette thèse, je lui suis infiniment reconnaissant pour tout cela. Enfin, un grand merci pour sa patience lors de la relecture des chapitres.

Il m'est tout simplement impossible d'oublier Guillaume CASTANET, une personne extraordinairement compétente dans les domaines rencontrés, comme en témoigne sa récente remise de médaille du CNRS. Tu m'as enseigné une partie de ton irréprochable capacité à programmer sur Matlab, mais tu m'as aussi sorti de ma solitude lorsque j'étais seul en salle de manipe à faire des mesures dans le noir. Très proche, tu as su tout au long de ma thèse me soutenir scientifiquement mais aussi moralement durant ce parcours semé d'embûches, c'est pour cela, Guitou, que je te remercie du fond du cœur, sans toi, rien de tout ceci n'aurait été possible.

Un grand merci à Alexandre pour sa bonne humeur, son humour et ses sarcasmes, mais aussi à Ophélie, toujours joyeuse et qui donne le sourire pour une journée entière par son enthousiasme, sans oublier son aide pour les TP et TD que j'ai dispensé aux élèves avec beaucoup de plaisir.

Je dois toute la compréhension et l'utilisation de la partie infra rouge à Denis et Michel. Mes sincères remerciements pour le temps que vous avez consacré à m'aider pour la prise en main de « Jade », me permettant alors d'aborder les mesures de flux avec sérénité.

L'ensemble des membres du programme de l'ANR IDHEAS auront aussi contribué à mon épanouissement scientifique. Il aura été pour moi très enrichissant de travailler avec des membres d'autres laboratoires sur différents aspects du même sujet, je tiens à remercier pour cela Philippe, Claire, Sébastien, Lucia et Jean-Luc.

Une attention toute particulière aux techniciens, je pense à Michel dont le nouveau patron doit lui demander beaucoup de travail maintenant et Pascal, toujours opérationnels pour les problèmes électriques et électroniques. Et enfin, Eric, pour son caractère unique, mais aussi pour ses compétences et ses réalisations mécaniques sans faille, indispensable au bon

fonctionnement d'un banc expérimental. Merci aussi à Franck, toujours souriant et aimable, ainsi qu'aux techniciens de l'ENSEM.

Un grand merci aux secrétaires, en particulier à Irène, Edith et Valérie, vous avez toujours été adorables avec moi, je ne saurais dire si le labo survivrait sans votre touche de féminité. Merci aussi pour votre aide sur le plan logistique, parfois très complexe voire incompréhensible pour des néophytes en la matière comme moi.

Il est tout simplement impossible de travailler sans informatique, c'est pour cela que je suis dans l'obligation d'ajouter la bonne humeur de Ludo, qui a toujours su résoudre mes problèmes informatiques en un temps record et avec le sourire.

Je me dois aussi de remercier tous les doctorants et « masters » avec lesquels j'ai évolué, que ce soit mes colocataires de mon nouveau bureau, l'inimitable étalon argentin Nicolas, Cedric le brave musicien, ainsi que Lionel le vosgien pur souche, vous êtes tous les trois des beaux gosses. Sans oublier Peachoulou de classe exceptionnelle, Clément le savoyard, Christophe le fast-sportif, Fermin de Rochefort, les deux Vincent, Quentin, Anthony, Adrien, Dung, Yassine, Jean-Paul, Wassim, Youssef et les doctorants du GREEN...

Enfin, je tiens tout particulièrement à remercier tous mes proches et à ma famille. En particulier mes parents, mon frère et ma sœur avec une mention spéciale pour Didi, pour leur soutien sans faille et leurs encouragements quand j'en avais besoin, et pour avoir supporté mes nombreux moments de râlage.

Introduction

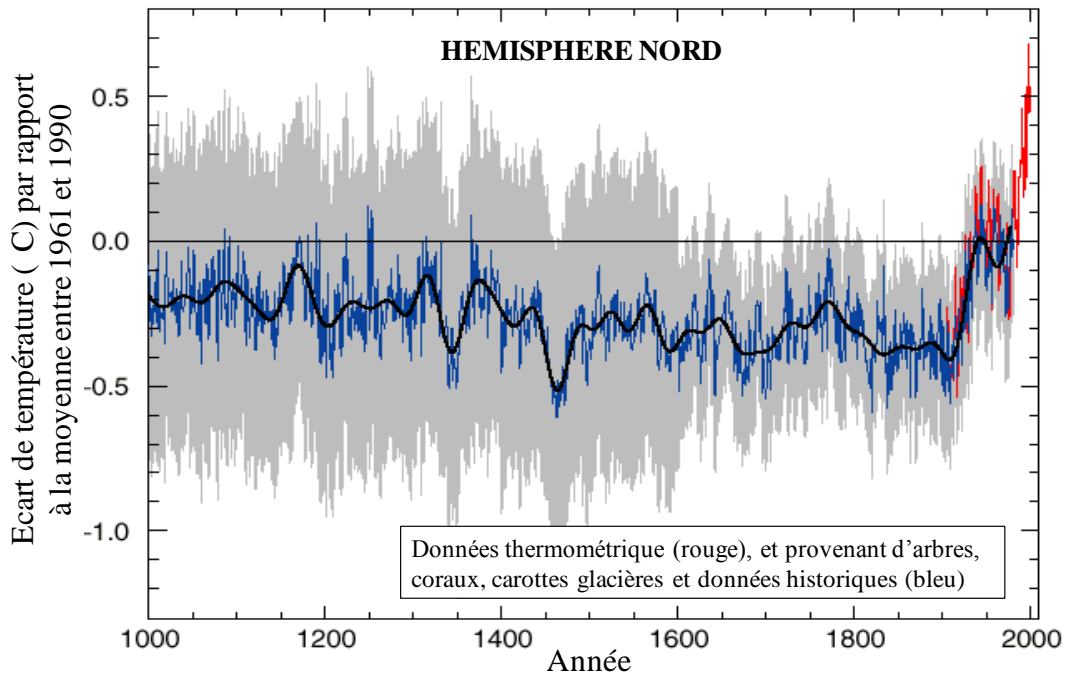
La réduction de la consommation énergétique est à l'heure actuelle devenue une problématique de premier plan. La pollution de l'air et de l'eau, l'émission de gaz à effet de serre ainsi que le réchauffement climatique qui en résulte sont devenus des préoccupations sociétales majeures. Ainsi, la prise de conscience générale de ces nouvelles préoccupations conduit à la nécessité d'économiser les ressources non renouvelables et de limiter l'impact environnemental des activités humaines. Le recyclage, les économies de matières premières, de ressources non renouvelables et d'énergie deviennent incontournables. La recherche scientifique se doit donc d'apporter une réponse afin d'une part de mettre au point de nouveaux procédés permettant de diminuer leur impact sur l'environnement et leur consommation en ressources et d'autre part d'améliorer et d'optimiser les procédés existants et encore totalement incontournables.. La consommation énergétique en France (chiffres de 2009) est répartie en quatre grands domaines : le plus important est la consommation dans le secteur du bâtiment, puis vient ensuite le transport et l'industrie, seule une faible part provenant de l'agriculture.



Répartition de la consommation énergétique en France.

La demande en énergie étant de plus en plus importante, il est fondamental de disposer de procédés efficaces de conversion de l'énergie et de transformation de la matière première.

De plus, l'accroissement de la consommation d'énergies fossiles s'accompagne de l'émission de gaz à effet de serre qui conduit à l'augmentation de la température terrestre moyenne.



Evolution de l'écart de température terrestre par rapport à la moyenne entre les années 1961 à 1990.

Dans le domaine de la conversion énergétique, l'amélioration des moteurs automobiles est un excellent exemple, notamment en maîtrisant mieux la combustion des carburants, ceci afin de réduire la quantité d'énergie fossile utilisée et ainsi les émissions de gaz polluants. Pour cela, l'une des tendances actuelles conduit à réduire significativement le volume des chambres de combustion. Dans les chambres de combustion modernes, le combustible est injecté sous forme d'un spray de fines gouttelettes de combustible qui se vaporisent. Cependant, la faible taille des chambres de combustion favorisent les interactions sprays-paroi, le combustible n'ayant pas le temps d'être totalement vaporisé avant d'avoir atteint la paroi. Dans le domaine de l'industrie de transformation de la matière, un autre exemple peut être trouvé dans l'industrie sidérurgique. En effet, les brames d'acier sont chauffées à près de 1200°C pour faciliter leur laminage à chaud et devront être refroidis de manière extrêmement rapide, avec des taux de refroidissement compris entre quelques kelvins à un millier de kelvins par seconde suivant les propriétés microstructurales et mécaniques désirées. Cette étape nécessite une consommation très élevée en eau. Réduire cette dernière s'avère être un facteur déterminant quand au bilan énergétique globale d'une aciérie. Différents procédés existent à l'heure actuelle pour effectuer ce refroidissement : l'utilisation de jets d'eau impactant qui permettent de dissiper la chaleur de manière rapide au voisinage du point d'impact du jet, mais cette technique ne permet pas de maîtriser de manière optimale le refroidissement : en effet outre la très importante consommation, le taux de refroidissement est très important au niveau du point d'arrêt du jet alors qu'il est beaucoup plus modéré dans la zone de ressaut hydraulique. Ce refroidissement non-uniforme ne garantit pas une qualité constante et homogène de l'acier et des propriétés mécaniques qui leurs sont conférées.

Une méthode alternative consiste à utiliser de l'eau pulvérisée sous forme de sprays. Cette technique conduit à une consommation d'eau nettement plus faible et permet d'assurer en

principe une bien meilleure homogénéité du refroidissement. Cependant l'utilisation efficace et prédictive du refroidissement par spray nécessite la maîtrise de la physique des interactions entre une gouttelette d'eau et la paroi à haute température.

Une méthode alternative consiste à utiliser de l'eau pulvérisée sous forme de sprays. Cette technique conduit à une consommation d'eau nettement plus faible et permet d'assurer en principe une bien meilleure homogénéité du refroidissement. Cependant l'utilisation efficace et prédictive du refroidissement par spray nécessite la maîtrise de la physique des interactions entre une gouttelette d'eau et la paroi portée à haute température. Lorsque la température de paroi est très élevée, cette interaction donne lieu à un étalement de la goutte lors de l'impact menant à l'éclatement de celle-ci ou à son rebond suivant les conditions initiales de l'impact : cinématique, propriétés physiques de la goutte, masse de la goutte. Cet étalement s'accompagnera de la formation instantanée d'un film de vapeur avant l'impact, connu sous le nom d'effet Leidenfrost. La formation de ce film résulte de l'évaporation partielle de la goutte qui s'échauffe aussi durant l'impact. Cet effet limite drastiquement les transferts thermiques entre la goutte et la paroi. Afin de comprendre et maîtriser la physique et les transferts se produisant lors de l'impact d'une goutte sur une paroi, en régime de Leidenfrost, il est nécessaire de caractériser l'ensemble des transferts de chaleur et de masse reliés aux caractéristiques hydrodynamiques de l'impact. La connaissance des paramètres thermiques de premier ordre tels que la chaleur sensible gagnée par la goutte, son évaporation partielle ainsi que la quantité de chaleur totale prélevée à la paroi doit permettre d'effectuer un bilan thermique complet de cette interaction. Ce travail, essentiellement expérimental, est fondé sur l'acquisition de données expérimentales à l'aide de techniques de mesures innovantes, qui permettront de caractériser à la fois les aspects dynamiques et thermiques de l'impact sur la paroi. Une meilleure compréhension des mécanismes impliqués dans les transferts entre la goutte et la paroi, ainsi qu'une base de données permettront d'élaborer des modèles phénoménologiques aptes à décrire de façon quantitative des phénomènes impliqués.

Après un état de l'art permettant de faire le point sur les concepts et modèles existant dans la littérature, nous décrirons de manière précise le dispositif expérimental mis en œuvre. La description des techniques de mesure quantitatives mises en œuvre occupe une part centrale de ce travail et fera l'objet d'un exposé particulièrement détaillée. Il s'agit tout d'abord d'une extension toute nouvelle de la fluorescence induite par laser à deux couleurs à une méthode bidimensionnelle qui permettra de déterminer l'échauffement de la goutte durant l'impact. La mesure de l'énergie extraite à la paroi par l'impact des gouttes, fondée sur la thermographie infrarouge couplée à un modèle de conduction inverse, développée par une autre équipe du LEMTA, fera également l'objet d'une description détaillée. Enfin le traitement quantitatif d'images obtenues par ombroscopie rapide donnera la possibilité d'accéder à l'ensemble des paramètres dynamique lors de l'impact, à partir de la mesure en temps réelle de la déformation des gouttes, ainsi que des caractéristiques cinématiques de l'impact ou encore de la caractérisation des gouttes secondaires.

Les résultats obtenus seront comparés avec la littérature pour les paramètres les plus couramment étudiés, tandis que d'autres seront de nature assez nouvelle, en particulier ceux concernant l'évaluation des différents termes contribuant au bilan énergétique de l'interaction

Introduction

goutte/paroi en régime de Leidenfrost. A partir de ces résultats expérimentaux, des mécanismes de transferts thermiques seront proposés afin d'améliorer la compréhension de la physique des interactions entre une goutte et une paroi chaude.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	5
Nomenclature	13
I. Etat de l'art	21
1. L'interaction goutte/paroi.....	21
a. Cas d'une goutte sessile.....	21
b. Nombres adimensionnels caractéristiques	23
c. Les différents régimes d'impact goutte-paroi.....	26
2. Aspects dynamiques de l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée	30
a. Cas du rebond	30
b. Cas du splashing	36
3. Transferts thermiques lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée	46
a. Cas d'une goutte individuelle	47
b. Cas d'un spray.....	48
4. Modélisation du film de vapeur	52
5. Conclusion.....	55
a. Les aspects dynamiques.....	55
b. Les aspects thermiques	55
II. Dispositif expérimental et mesure du flux extrait à la paroi	57
1. L'injecteur	57
2. La paroi chauffée.....	61
3. Le système de chauffage par induction électromagnétique.....	64
III. Mesure du flux thermique extrait à la paroi	67
1. Dispositif expérimental et mesure de température par utilisation d'une caméra infrarouge	67
a. Dispositif expérimental.....	67
b. Mesure de la température de la face arrière	68
2. Mesure du flux prélevé à la paroi	72
a. Estimation des pertes thermiques	72
b. Mesure du flux extrait à la paroi	79
IV. Développement de la fluorescence induite par plan laser à deux couleurs appliqué à la mesure de température de gouttelettes	83

1.	Principes de la Fluorescence Induite par Laser (LIF)	83
a.	Introduction	83
b.	Principes généraux de la fluorescence induite par laser	83
2.	Modélisation de la fluorescence	86
3.	Principe de la fluorescence induite par laser à 2 couleurs.....	90
4.	Choix du traceur fluorescent	94
a.	La fluorescéine FL27	95
b.	La rhodamine 640	98
5.	Dispositif expérimental de fluorescence induite par plan laser à deux couleurs	101
a.	Dispositif opto-électronique	101
b.	Caractérisation de la chaîne de détection et stratégie de traitement du signal	105
6.	Calibration en température	106
7.	Procédure de traitement et de correction des images.	108
a.	Correction de la linéarité du capteur des caméras	108
b.	Repositionnement des images des deux caméras.....	112
c.	Correction des aberrations chromatiques de la chaîne optique	116
d.	Prise d'une référence.....	119
e.	Conversion en température	119
8.	Aberrations liés aux rayons marginaux	120
9.	Réflexions parasites sur les filtres	121
10.	Effet spectral lié à la taille des gouttes et à leur déformation.....	122
11.	Mesure de l'échauffement des gouttes	128
a.	Mesure et incertitude de la température.	128
b.	Conclusion	130
V.	Caractérisation des paramètres dynamique de l'impact de goutte combinant ombroscopie et imagerie rapide	131
1.	Introduction	131
2.	Dispositif expérimental	133
3.	Identification des gouttes et mesure de leur taille	134
a.	Conditionnement des images.....	134
b.	Détection des contours de gouttes.....	135
c.	Séparation des particules se chevauchant.....	138
d.	Calcul des paramètres de la goutte.....	140
4.	Suivi de la trajectoire des gouttes.....	141

a.	L'algorithme du suivi des trajectoires	141
b.	Classification des gouttes.....	144
5.	Précision de la mesure de taille et effet de la profondeur de champ	146
6.	Validation de la technique.....	150
a.	Cas du rebond	150
b.	Cas du régime d'éclatement.....	152
7.	Conclusion.....	161
VI.	Résultats expérimentaux : étude thermique et dynamique de l'impact de goutte sur paroi chaude	163
1.	Etude des caractéristiques hydrodynamiques.....	163
a.	Etude hydrodynamique du régime de rebond.....	164
b.	Etude du régime d'éclatement.....	174
c.	Conclusion sur la partie dynamique	186
2.	Mesure de température des gouttes par fluorescence induite par laser	187
a.	Influence du nombre de Weber.....	187
b.	Influence de la température de paroi.....	193
c.	Influence de la température d'injection des gouttes	195
d.	Conclusions sur les mesures de température des gouttes.....	196
3.	Efficacité de refroidissement.....	196
a.	Influence du nombre de Weber et du diamètre des gouttes.....	197
b.	Influence de la température de paroi.....	201
c.	Influence de la température d'injection	204
d.	Conclusions sur l'efficacité de refroidissement.....	205
4.	Bilan thermique de l'impact goutte-paroi	206
a.	Evaluation de la masse évaporée	206
b.	Estimation théorique de la masse évaporée	210
	Conclusion et perspectives	215
	Références bibliographiques	219

Nomenclature

Symboles latins

A	- Aire intérieure du contour d'un objet détecté - Paramètre traduisant l'erreur sur la mesure de taille - Surface de la goutte à un instant donné
A_h	Aire de la cible chauffée affectée par le refroidissement dû aux gouttes
A_{\max}	Surface de la goutte à l'étalement maximal
A_0	Surface de la goutte avant l'impact
A_1	Surface de la goutte après l'impact
A_{21}	Taux de transitions radiatives
a	Diffusivité thermique
Bi	Nombre de Biot
C	Concentration du traceur fluorescent
C_s	Concentration du solvant
C_{wb}	Rapport entre diamètre moyen des gouttes secondaires et incidentes
Cp	Capacité thermique
Cp_v	Chaleur massique
D	- Diamètre des gouttes secondaires - Diamètre locale des gouttes
D_{diaph}	Diamètre de l'orifice du diaphragme de l'injecteur de gouttes monodisperse
D_i	Diamètre intérieur des gouttes bi-constituant
D_m	Diamètre apparent mesuré des gouttes secondaires
D_{\max}	Diamètre d'étalement maximal de la goutte
D_0	Diamètre des gouttes incidentes
D_{10}	Diamètre moyen des gouttes secondaires
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter des gouttes secondaires
$D_{32,i}$	Diamètre moyen de Sauter des gouttes incidentes
DL_b	Flux de photons dû au bruit
DL_{st}	Flux de photons provenant de la scène thermique
DL_{vu}	Flux de photons total visualisé par la caméra IR
$DL_{vu,exp}^0$	Flux de photons provenant d'un corps noir, mesuré expérimentalement
$DL_{vu,mod}^0$	Flux de photons provenant d'un corps noir, modélisé
E	Energie mécanique totale de la goutte
E_a	Energie d'activation
$E_{c,i}$	Energie cinétique incidente de la goutte
$E_{c,int}$	Energie cinétique interne de la goutte
E_0	Energie initiale totale de la goutte

Nomenclature

E_s	Effusivité thermique de la paroi
Err_d	Erreur commise sur la mesure de taille des gouttes
e	Épaisseur de la cible de nickel
$e_{c,int}$	Énergie cinétique interne de la goutte normalisée
e_0	Énergie initiale totale de la goutte normalisée
F_p	Force de pression exercée sur la goutte
f	- Fréquence du courant circulant dans la cible en nickel - Distance focale des lentilles - Fonction de correction de la non-linéarité des caméras CCD
$f_{B,0}$	Fraction de Boltzmann des molécules dans l'état absorbant
$f_{caméra}$	Fréquence d'acquisition de la caméra IR
f_{inj}	Fréquence d'injection du train de gouttes
f_{opt}	Fréquence optimale de fragmentation du jet cylindrique
G	Gradient du niveau de gris dans l'image
G_v	Vitesse massique de formation de vapeur
g	Accélération de la pesanteur
h	Coefficient d'échange thermique
h_{conv}	Coefficient d'échange thermique convectif
h_{EQ}	Coefficient d'échange global équivalent
h_g	Épaisseur de la goutte durant l'étalement
h_{rad}	Coefficient d'échange thermique radiatif
I	Intensité reçue par une caméra
I_{abs}	Intensité laser absorbée
I_b	Intensité de l'image de fond
$I_{détecteur}$	Intensité reçue par le détecteur
I_f	Intensité de fluorescence émise
I_{max}	Intensité maximale reçue par une caméra
I_{moy}	Intensité moyenne reçue par une caméra
I_{norm}	Intensité normalisée
I_0	- Intensité laser incidente - Intensité due au bruit dans le noir
\hat{I}	Intensité obtenue par interpolation
Ja	Nombre de Jakob
K	Nombre de Mundo
K_c	Nombre de Mundo critique dans le cas d'une paroi froide
K_{cond}	Conductance thermique
K_{opt}	Constante liée au système optique
K_q	Constante de désexcitation collisionnelle
K_{q0}	Constante pré-exponentielle
K_{spec}	Constante spectroscopique liée au traceur fluorescent dans son solvant
K_0	Nombre de Mundo critique en paroi chaude

k	Coefficient de proportionnalité propre au pixel
L	- Paramètre de restitution - Laplacien de l'image
L_c	Longueur caractéristique
L_v	Chaleur latente de vaporisation
L_λ^0	Luminance d'un corps noir à la longueur d'onde λ
L_0	Distance entre les gouttes d'un train de gouttes monodisperse
L_1	Seuil du Laplacien
La	Nombre de Laplace
m	Masse d'une goutte incidente
m_{debit}	Masse pesée durant une mesure de débitmétrie
\dot{m}	Débit massique de vapeur
Oh	Nombre d'Ohnesorge
N	Niveau d'intensité dans une image
N_a	Nombre de gouttes secondaires
N_{diaph}	Nombre de trous dans le diaphragme
Nu	Nombre de Nusselt
P	- Loi de probabilité pour le diamètre des gouttes secondaires - Pression dans le film de vapeur
P_{ext}	Pression ambiante
P_{max}	Puissance laser maximale
Pr	Nombre de Prandtl
Q_{colli}	Taux de transitions par collision
Q_{conv}	Taux de transitions par conversions internes
Q_l	Chaleur sensible prélevée par le liquide
$Q_{triplet}$	Taux de transitions vers l'état triplet
Q_w	Chaleur prélevée à la paroi par goutte
\dot{q}_d	Nombre de gouttes impactant par unité de temps et de surface
q_{sp}''	Densité de puissance extraite pour des jets multiples
$q_{sp,theo}''$	Densité de puissance théorique extraite pour des jets multiples
q_{ss}	Puissance extraite pour un seul jet de gouttes
Ra	Nombre de Rayleigh
$R_{étal}$	Rayon d'étalement de la goutte
Re_n	Nombre de Reynolds normal incident
R_a	Rugosité moyenne de la paroi
R_{cible}	Rayon de la cible de nickel
R_f	Rapport des intensités de fluorescence
R_{fc}	Rapport des intensités de fluorescence normalisé par le rapport en cuve
$R_{f,cuve}$	Rapport des intensités de fluorescence de référence en cuve
$R_{f,0}$	Rapport des intensités de fluorescence de référence
$R_{0,jet}$	Valeur moyenne du rapport de référence dans un jet

Nomenclature

R_x	Rayon du sphéroïde suivant x
R_y	Rayon du sphéroïde suivant y
R_z	Rayon du sphéroïde suivant z
$r_{d\max}$	Rapport entre diamètre d'étalement maximal et diamètre initial
r_n	Coefficient de restitution de vitesse normale
r_t	Coefficient de restitution de vitesse tangentielle
S_{cible}	Surface de la cible de nickel
S_λ	Spectre de fluorescence
T_b	Température du boîtier de la caméra IR
T_{eb}	Température d'ébullition du liquide
T_{env}	Température de l'environnement de la caméra IR
T_{exp}	Température de la face arrière de la cible
T_{film}	Température moyenne dans le film de vapeur
T_{final}	Température des gouttes après impact
T_{inj}	Température des gouttes à l'injection
T_{Leid}	Température de Leidenfrost
$T_{mesurée}$	Température finale mesurée par LIF
T_{Nuki}	Température de Nukiyama
T_{ref}	Température du rapport de référence en jet
T_{sat}	Température de saturation du liquide
T_v	Température de la vapeur
T_w	Température de paroi
T_∞	Température ambiante
T_0	Température de référence
T^*	Température de paroi adimensionnée
t^*	Temps critique d'étalement
$t_{débit}$	Temps concernant la mesure débitométrique
t_v	Période d'oscillation d'une goutte
t_{sej}	Temps de séjour
t_{sej}^*	Temps de séjour adimensionné
t_x	Translation suivant la direction x pour le repositionnement des images
t_y	Translation suivant la direction y pour le repositionnement des images
u_r	Vitesse locale dans le film de vapeur sous la goutte
V	Vitesse locale d'une goutte
V_c	Volume de collection
V_{cible}	Volume de la cible de nickel
V_{deb}	Vitesse débitante de la vapeur dans le film
$V_{d,3}$	Vitesse moyenne volumique des gouttes secondaires
V_i	Vitesse incidente des gouttes

$V_{i,n}$	Vitesse incidente normale des gouttes
$V_{i,t}$	Vitesse incidente tangentielle des gouttes
V_f	Vitesse d'étalement de la goutte
V_g	Vitesse d'éjection de la vapeur sortant sous la goutte
$V_{r,n}$	Vitesse normale des gouttes après impact
$V_{r,t}$	Vitesse tangentielle des gouttes après impact
\dot{V}_{sp}	Débit volumique par unité de surface
$\dot{V}_{sp,dense}$	Limite du débit volumique par unité de surface limite pour un spray dense
$\dot{V}_{sp,min}$	Limite du débit volumique entre un train de goutte et un spray
W	Puissance laser
We_n	Nombre de Weber normal incident
We_r	Nombre de Weber normal de sortie
We_{r3}	Nombre de Weber moyen normal « volumique »
$w_{diss,sej}$	Energie dissipée durant la totalité du contact
w_{max}	Energie dissipée normalisée à l'étalement maximal
x	Abscisse d'un pixel de la caméra CCD
y	Ordonnée d'un pixel de la caméra CCD
z	Distance au plan focal
z_c	Hauteur par rapport à la paroi du centre de masse de la goutte

Symboles grecs

α	- Coefficient de restitution - Fraction de l'énergie cinétique dissipée
α_i	Angle d'incidence des gouttes par rapport à la paroi horizontale
α_r	Angle de sortie des gouttes par rapport à la paroi horizontale
ε	- Efficacité de refroidissement pour une goutte - Emissivité - Coefficient d'extinction - Paramètre de surface d'un sphéroïde
ε_{evap}	Efficacité de refroidissement relative à l'évaporation
ε_l	Efficacité de refroidissement relative à la chaleur sensible
ε_{ss}	Efficacité de refroidissement relative un seul train de gouttes
ε_{sp}	Efficacité de refroidissement relative à plusieurs trains de gouttes
ε_{sd}	Efficacité de refroidissement relative à une goutte sessile
δ	Epaisseur du film de vapeur
δ_{peau}	Epaisseur de peau
δr	Rayon d'interaction dans le cas d'un spray
δt	Temps d'acquisition
η	Rendement quantique de fluorescence
η_s	Rapport entre masse des gouttes réémises et incidentes

Nomenclature

σ	- Conductivité électrique - Ecart-type de l'intensité reçue par une caméra
σ_B	Constante de Stefan-Boltzmann
σ_d	Ecart-type de la loi de probabilité de diamètre des gouttes secondaires
$\sigma_{diesel/air}$	Tension superficielle diesel/air
$\sigma_{eau/diesel}$	Tension superficielle eau/diesel
σ_l	Tension superficielle liquide/air
μ	- Viscosité dynamique - Perméabilité magnétique
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
ρ	-Masse volumique du liquide -Emissivité du miroir
ν	-Viscosité cinématique -Flux de photons reçu
τ	Temps normalisé durant l'impact
τ_d	Temps caractéristique d'amortissement d'une goutte
ω	Pulsation d'une goutte en oscillation
λ	Conductivité thermique
β	- Coefficient de dilatation thermique - Sensibilité à la température - Facteur de correction
β_{max}	Rapport entre le diamètre d'étalement maximum et le diamètre initial
Φ_{cond}	Flux de chaleur perdue à la paroi par conduction
Φ_{conv}	Flux de chaleur perdue par la paroi par convection
Φ_{rad}	Flux de chaleur perdue à la paroi par rayonnement
Φ_w	Flux de chaleur extrait à la paroi sous l'effet du train de gouttes
Λ	Epaisseur du film liquide
θ	- Différence de température entre la paroi et l'air ambiant - Angle de rotation des images utilisée pour le repositionnement
θ_i	Angle d'incidence des gouttes par rapport à la normale à la paroi
θ_r	Angle de sortie des gouttes par rapport à la normale à la paroi
$\theta_{t \rightarrow \infty}$	Différence de température entre la paroi et l'air ambiant lorsque le temps tend vers l'infini
$\Delta\beta$	Incertitude sur la sensibilité à la température
Δh_v	$\Delta h_v = L_v + C_{p_v} (T_v - T_{sat})$
ΔE	Ecart d'énergie entre 2 états
Δm	Masse de la goutte évaporée
ΔP	Différence de pression imposée par la goutte
ΔR_f	Incertitude sur le rapport d'intensité de fluorescence
ΔR_0	Incertitude sur le rapport de référence d'intensité de fluorescence
ΔT_f	Différence de température entre le liquide et la paroi
ΔT_{film}	Différence entre la température d'ébullition et celle de la paroi
ΔT_i	Différence entre la température des gouttes avant et après l'impact

ΔT_0	Incertitude sur la température de référence
ΔT_v	Différence entre la température du film de vapeur et celle d'injection des gouttes
Δt	- Intervalle de temps entre chaque acquisition de la caméra IR - Temps d'exposition des caméras CCD
$\Delta \lambda$	Bande spectrale visualisée par la caméra IR
Π_{diss}	Puissance dissipée
\mathcal{V}_g	Volume de la goutte

Indice

<i>air</i>	Relatif à l'air
<i>ceram</i>	Relatif à la céramique constituant les billes-supports
<i>g</i>	Relatif au gaz
<i>i</i>	Relatif au pixel noté <i>i</i>
<i>l</i>	Relatif au liquide
<i>laser</i>	Relatif au laser
<i>Ni</i>	Relatif au Nickel
<i>s</i>	Relatif à la paroi
<i>stum</i>	Relatif à la stumatite constituant le support
+	Relatif à la face avant
-	Relatif à la face arrière
1	Relatif à la caméra CCD en transmission
2	Relatif à la caméra CCD en réflexion

Chapitre

I. Etat de l'art

Les interactions entre des gouttes et une paroi solide se rencontrent dans de multiples domaines industriels, tels que la pulvérisation de peinture sous forme de sprays, l'injection de carburants liquides dans les chambres de combustion, le refroidissement de composants électroniques ou encore le refroidissement de plaques d'acier chaudes en sortie de laminoir dans le domaine de la sidérurgie. Cette interaction peut se décliner sous différentes formes : on peut distinguer des impacts de gouttes sur des parois chaudes ou des parois dites « froides », sur des parois sèches ou présentant initialement un film liquide. Les impacts sur des parois froides peuvent être rencontrés lors de pulvérisation de peintures, alors que les impacts sur parois chaudes concernent les chambres de combustion, ou encore le problème lié au refroidissement des brames d'aciers. Les premières observations de ces phénomènes remontent à 1732, où Boerhaave fut le premier à déposer une goutte d'eau sur une paroi chaude et relater le phénomène résultant, c'est-à-dire une absence de contact direct entre la goutte et la paroi. Cependant, la première étude réelle du phénomène date de 1756, lorsque J.G. Leidenfrost [1] étudia ce phénomène plus en détail. Cet effet Leidenfrost consiste en la formation quasi-instantanée d'un film de vapeur sous la goutte, juste avant son contact avec la paroi chaude, empêchant ainsi le contact direct entre la goutte et la paroi et limitant drastiquement les transferts thermiques entre le liquide et la paroi solide. Cependant, le manque d'informations quantitatives ne permet pas encore de tirer de conclusions réellement tangibles. En 1870, A.M. Worthington [2] étudia de façon plus précise la dynamique de l'impact de gouttes d'eau, notamment les différentes étapes du rebond d'une goutte sur la paroi chaude. Depuis, de nombreuses études ont été menées pour décrire et mieux comprendre ce phénomène.

Il a été ainsi montré que les caractéristiques dynamiques et thermiques de ces impacts sont influencées par de nombreux paramètres. Ceux-ci dépendent dans un premier temps des propriétés de la phase liquide, autrement dit de la goutte qui impacte la paroi : le diamètre et vitesse initiale de la goutte, la viscosité et la tension superficielle du liquide utilisé. Dans un second temps, les propriétés de la paroi solide, à savoir sa rugosité, sa température ou encore son effusivité (sa capacité à échanger de la chaleur avec son environnement) jouent également un rôle déterminant.

1. L'interaction goutte/paroi

a. Cas d'une goutte sessile

Dans un premier temps, on s'intéresse au cas de la goutte sessile, qui consiste en une goutte déposée sur la paroi chaude. Parmi les premiers travaux portés sur les gouttes sessiles, ceux datant de 1966 de Nukiyama [3] sont fondamentaux. Le temps d'évaporation d'une goutte sessile déposée sur une paroi est étudié en fonction de la température de cette dernière. Il a été démontré l'existence de deux points remarquables. Le premier correspond à la température

dite de Nukiyama, température à laquelle le temps d'évaporation est le plus faible et où les transferts de chaleur sont maximums : le flux de chaleur est alors appelé flux critique (figure I.1). L'autre point notable correspond au temps d'évaporation le plus long et ainsi les transferts thermiques sont les plus faibles. Cette deuxième température est appelée température de Leidenfrost : il s'agit de la température à laquelle l'effet Leidenfrost décrit précédemment apparaît et où l'existence du film de vapeur va significativement réduire les transferts thermiques du fait de l'absence de contact entre le liquide et la paroi.

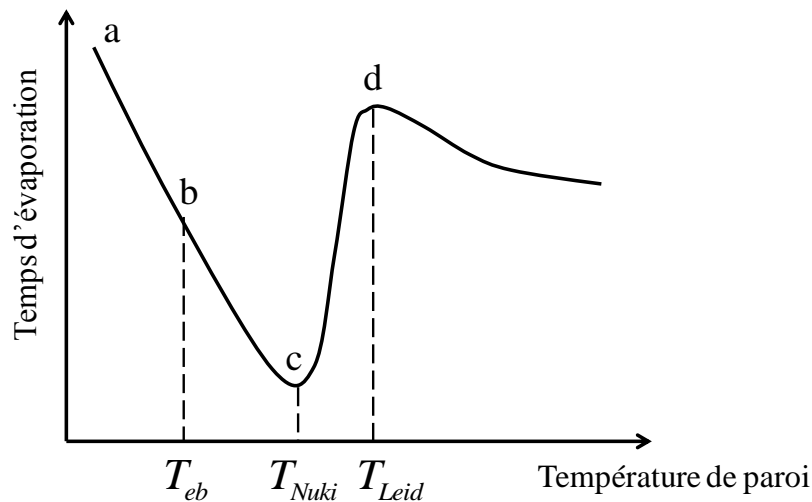


figure I.1: Evolution du temps d'évaporation en fonction de la température de paroi. Courbe de Nukiyama.

Le temps d'évaporation varie significativement en fonction la température de paroi T_w (figure I.1). On peut distinguer ainsi 4 régimes de transfert thermique différents :

- Pour une température de paroi « froide » (entre a et b), inférieure à la température d'ébullition du liquide T_{eb} , le transfert de chaleur s'effectue par convection naturelle. Durant cette phase, l'augmentation de température est inversement proportionnelle au temps d'évaporation, jusqu'à ce que l'on atteigne la température d'ébullition du liquide. Il s'agit du régime de transfert convectif.
- Lorsque la température d'ébullition du liquide est atteinte (point b), la vapeur formée au sein de la goutte est alors suffisante pour constituer des sites de nucléation : le temps d'évaporation continue de diminuer jusqu'à un minimum obtenu pour la température T_{Nuki} dite température de Nukiyama (point c) [3] : le flux de chaleur maximum, où les transferts sont les plus efficaces, est alors atteint. Il s'agit du régime d'ébullition nucléée.
- A mesure que la température augmente (entre c et d), la quantité de vapeur formée augmente et un coussin de vapeur se forme progressivement sous la goutte ce qui à pour effet de diminuer les transferts thermiques. Le film de vapeur agit alors comme un isolant thermique entre les phases liquide et solide. Les sites de nucléation deviennent alors instables et le temps d'évaporation augmente jusqu'à atteindre un

maximum local pour la température T_{Leid} dite de Leidenfrost (point d), où le film de vapeur se forme alors entièrement sous la goutte.

- Pour des températures supérieures à la température de Leidenfrost (au-delà du point d), le film de vapeur se forme quasi-instantanément, limitant de manière significative les transferts de chaleur lors de l'impact. La goutte n'est alors plus en contact direct avec la paroi, on se situe en régime de Leidenfrost. Ce dernier type de transfert thermique correspond à celui que l'on rencontrera majoritairement dans notre étude, où les températures de fonctionnement sont très élevées.

La température de Leidenfrost reste néanmoins influencée par de nombreux paramètres tels que la rugosité de la paroi solide (Avedisian et Koplik [4]; Qiao et Chandra [5]), les éventuelles impuretés du liquide utilisé (Avedisian et Fatehi [6]) et des conditions d'injection lorsque la goutte n'est pas déposée mais arrive à une certaine vitesse (Wang et al. [7]).

b. Nombres adimensionnels caractéristiques

Le cadre de notre étude se situera non pas dans le cas d'une goutte sessile, mais dans celui d'une goutte arrivant sur la surface solide avec une vitesse initiale (cas d'une goutte impactant). Les caractéristiques dynamiques de l'impact d'une goutte sur une paroi dépendent de divers paramètres :

- les paramètres dynamiques de la goutte : vitesse initiale V_i , angle d'incidence α_i
- les propriétés physiques du liquide : viscosité, tension superficielle, capacité thermique, masse volumique, température de saturation : $\mu_l, \sigma_l, C_{p_l}, \rho_l, T_{sat}$.
- les propriétés physiques de la vapeur, ayant un rôle important en régime de Leidenfrost : μ_g, C_{p_g}, ρ_g .
- les paramètres relatifs aux transferts thermiques qui incluent une contribution relative à la chaleur sensible et une contribution relative au changement d'état.

Les paramètres d'influence sont donc :

- la conductivité thermique λ du liquide et de la vapeur (cette dernière dans le cas où la goutte est isolée par un film de vapeur en régime de Leidenfrost).
- la chaleur latente de changement d'état L_v
- la surchauffe ($T_w - T_{sat}$), c'est-à-dire l'écart entre la température de saturation T_{sat} du liquide et la température de paroi T_w
- le coefficient d'échange convectif h , soit entre la paroi et le liquide s'il y a contact direct, ou bien entre la vapeur et la paroi et la vapeur et le liquide en régime de Leidenfrost.

- l'épaisseur du film liquide Λ éventuellement présent en paroi lors d'impact en régime mouillant

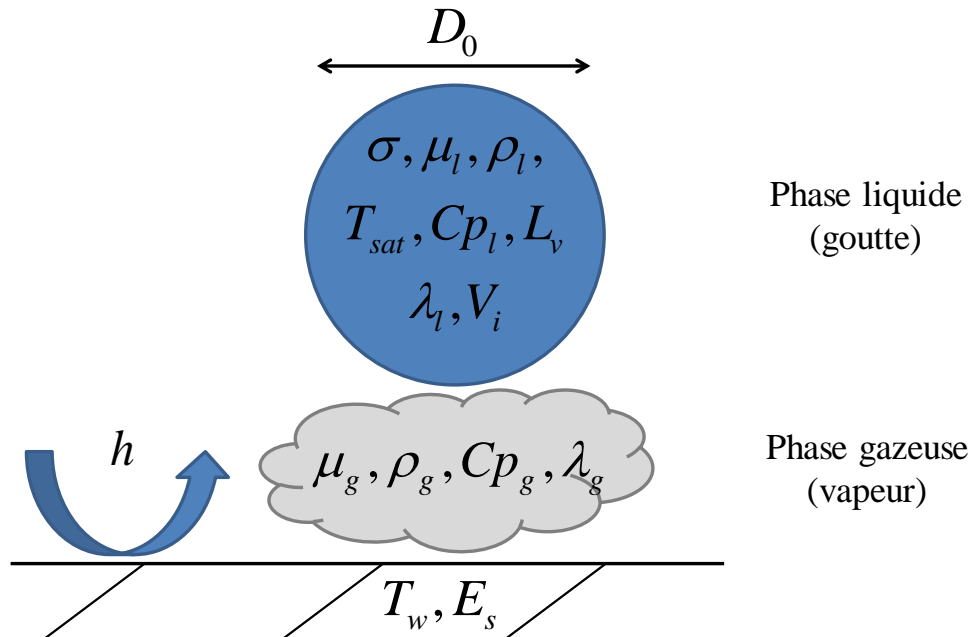


figure I.2 : Illustration de l'interaction goutte paroi et des paramètres permettant de caractériser les aspects thermiques et dynamiques de l'impact.

L'application du théorème de Vaschy-Buckingham fait apparaître différents nombres adimensionnels caractéristiques du phénomène.

Le nombre adimensionnel primordial qui apparaît naturellement est le nombre de Weber. Il correspond au rapport entre les forces d'inertie et de tension superficielle de la goutte :

$$We_n = \frac{\rho_l V_{i,n}^2 D_0}{\sigma_l}$$

où $\rho_l, V_{i,n}, D_0$ et σ_l sont respectivement la masse volumique du liquide, le diamètre, la vitesse normale incidente de la goutte et la tension superficielle du liquide. La composante normale de la vitesse incidente aura une influence décisive sur les caractéristiques de l'impact (Riooboo et al.[8])

Le nombre de Reynolds correspond au rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re_n = \frac{\rho_l V_{i,n} D_0}{\mu_l}$$

Une combinaison entre ces deux derniers nombres adimensionnels (Reynolds et Weber) permet de construire le nombre d'Ohnesorge, qui définira le rapport entre les forces visqueuses et de tension superficielle :

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho_l D_0 \sigma_l}} = \frac{1}{\sqrt{La}}$$

Celui-ci correspond aussi à l'inverse de la racine carré du nombre de Laplace La .

En ce qui concerne les transferts de chaleurs, il convient d'introduire les nombres adimensionnels suivants :

- Le nombre de Nusselt relatif aux échanges convectifs:

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda}$$

avec L_c la grandeur caractéristique de l'échange

- Le nombre de Jakob relatif au changement de phase :

$$Ja = \frac{Cp(T_w - T_{sat})}{L_v}$$

- Le nombre de Prandtl comparant la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique :

$$Pr = \frac{\mu Cp}{\lambda}$$

Celui-ci pourra aussi bien être défini en phase liquide, du fait de l'écoulement interne dans la goutte au cours de sa déformation, qu'en phase gazeuse pour l'écoulement dans le film de vapeur en régime de Leidenfrost.

- La température de paroi adimensionnée :

$$T^* = \frac{T_w - T_{eb}}{T_{Leid} - T_{eb}}$$

Pour adimensionner celle-ci, les températures d'ébullition T_{eb} et de Leidenfrost T_{Leid} sont utilisées. Ce nombre adimensionnel est défini de telle sorte qu'il soit négatif pour des températures inférieures à la température d'ébullition, compris entre 0 et 1 pour des températures comprises entre T_{eb} et T_{Leid} , et supérieur à 1 pour des températures supérieures à la température de Leidenfrost.

Muni de cet ensemble de nombres adimensionnels, il sera possible de caractériser les différents régimes auxquels existent lors de l'interaction goutte/paroi tout en restant indépendant des grandeurs employées.

Panao et Moreira [9] proposent d'inclure l'ensemble de ces paramètres physiques dans une fonction arbitraire F et d'utiliser l'analyse dimensionnelle pour établir des groupements sans

dimensions. Une forme simple de fonction arbitraire a été établie par Eckhause et Reitz [10] comme étant :

$$F(\lambda, \rho, h, \mu, \Lambda, Cp_l) = 0 \quad (1.1)$$

Compte tenu de ces 6 paramètres et des 4 dimensions indépendantes impliquées (kg, m, s, K), deux nombres adimensionnels sont reliés suivant la relation :

$$Nu = a Pr^b \quad (1.2)$$

Cette dernière relation contient l'épaisseur de film liquide comme grandeur caractéristique dans le nombre de Nusselt. Cependant, en régime de Leidenfrost, non mouillant, où l'épaisseur de film liquide n'intervient pas, le nombre de Nusselt est égal à 2 [10].

Les caractéristiques de la goutte (vitesse incidente V_i et diamètre D_0) doivent être également prises en compte par une fonction du type :

$$F(\lambda, \rho, h, \mu, Cp_l, V_i, D_0) = 0 \quad (1.3)$$

le diamètre D_0 étant pris comme longueur caractéristique dans cette dernière. Afin de prendre en compte ces nouveaux paramètres, le nombre de Reynolds apparaît dans l'équation :

$$Nu = a Pr^b Re^c \quad (1.4)$$

Il a été démontré que la tension superficielle σ du liquide utilisé a une forte influence sur les transferts de chaleur, car celle-ci intervient directement dans la fraction de liquide déposée sur la paroi, ou encore sur l'étalement de celle-ci (Arcoumanis et Chang [11]). Pour cela, Pano et Moreira [9] ajoute un quatrième nombre adimensionnel, le nombre de Weber, et l'équation (1.4) peut être réécrite :

$$Nu = a Pr^b Re^c We^d \quad (1.5)$$

Cependant, malgré l'utilisation de cet ensemble de nombre adimensionnel, les différents régimes de transfert thermique possibles [12] ne sont pas pris en compte. Ceux-ci vont dépendre de deux autres paramètres, la surchauffe $T_w - T_{sat}$ et la chaleur latente de vaporisation L_v du liquide utilisé, que l'on ajoutera dans la fonction arbitraire F :

$$F(\lambda, \rho, h, \mu, Cp_l, V_i, D_0, \sigma, T_w - T_{sat}, L_v) = 0 \quad (1.6)$$

Un dernier nombre adimensionnel, le nombre de Jakob, est donc ajouté à la relation (1.5) qui se réécrit maintenant :

$$Nu = a Pr^b Re^c We^d Ja^e \quad (1.7)$$

Ainsi Pano et Moreira [9], par cette relation, ont relié l'ensemble des paramètres impliqués dans les transferts thermiques lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée.

c. Les différents régimes d'impact goutte-paroi

L'étude d'un spray étant complexe, la majorité des études fondamentales ont été menées par injection de gouttes uniques ou de trains de gouttes périodiques, ce qui permet de maîtriser

totalemment les conditions d'injection : vitesse initiale, diamètres initial des gouttes, angle d'incidence, température....

i. Impact d'une goutte sur une paroi froide

On parlera d'impact sur une paroi froide lorsque la température de la paroi est inférieure à la température d'ébullition du liquide utilisé, soit pour $T^* \leq 0$.

Dans ce type d'impact, l'aspect thermique n'entre pas en jeu, seul l'aspect dynamique est étudié. Deux régimes sont observés pour cette gamme de température de paroi: le dépôt de la goutte sur la paroi, ou l'éclatement de celle-ci [13-15].

- Le premier est observé lorsque la vitesse normale de la goutte est inférieure à une valeur critique, cas où l'énergie cinétique de la goutte est relativement faible et peut se ainsi se dissiper sous l'effet de la viscosité lors de l'impact. La goutte se dépose et s'étale sur la paroi, puis s'évaporera progressivement par convection naturelle.
- A mesure que l'énergie cinétique de la goutte augmente, les forces visqueuses ne peuvent plus dissiper la totalité de l'énergie cinétique initiale ; cet excédent d'énergie mène à l'éclatement de la goutte et ainsi à la formation de gouttes secondaires, dont la masse totale est inférieure à la masse initiale de la goutte, une partie de la goutte incidente restant déposée sur la paroi lors de l'éclatement. Ce rapport de masse entre les gouttes réémises et la goutte incidente varie selon l'énergie cinétique de la goutte incidente.

Les nombres de Weber, d'Ohnesorge ou de Reynolds sont employés pour définir les frontières entre ces différents régimes.

Cependant, il est plus aisé de définir les limites entre les régimes à l'aide d'un unique nombre adimensionnel tel que le nombre de Mundo (Mundo et al. [13]) Il dépend des nombres de Weber et d'Ohnesorge suivant la relation suivante :

$$K = We Oh^{-0,4}$$

L'utilisation de ce nombre permet de réunir sous un même nombre les influences des forces d'inertie, de viscosité et de tension superficielle. Mundo et al.[13, 14] définissent, pour une paroi froide, la limite entre le régime de dépôt et celui de splashing pour un nombre de Mundo critique $K_c = 663$, obtenu dans des conditions d'impact sur un film liquide. Marengo et Tropea [15], Samenfink [16] ainsi que Stow et Hadfield [17] obtiennent comme valeurs critique respectivement 2074, 1444 et 1320, dans des conditions de paroi sèches.

ii. Impact d'une goutte sur une paroi chaude

La dynamique de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude peut être divisée en deux régimes principaux, mouillants et non mouillants dépendant des propriétés physiques de la phase liquide, des conditions d'injection et des conditions de paroi, ces deux régimes

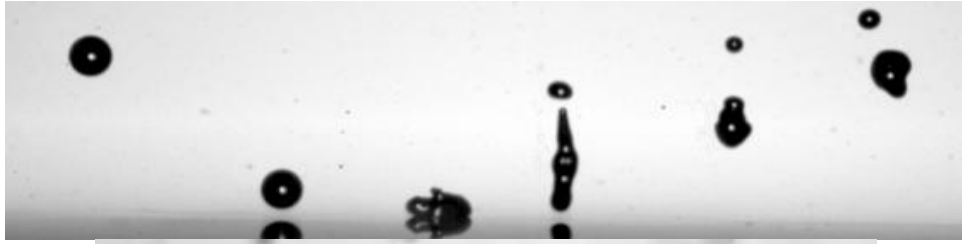
contenant chacun d'autres sous-régimes. Dans un premier temps, la température de paroi sera comprise entre la température d'ébullition du liquide et la température de Leidenfrost ($0 \leq T^* \leq 1$). Pour une température de paroi inférieure à la température de Leidenfrost mais au dessus de la température d'ébullition du liquide, on peut distinguer trois régimes d'impacts, (un étant non-mouillant, les deux autres étant mouillants. Le rapport entre les forces d'inertie et de tension superficielle est donné par le nombre de Weber. Ce nombre adimensionnel défini précédemment est couramment utilisé afin de définir les frontières des régimes dynamiques d'impact (Amiel [18] et Dewitte [19]) :

- Pour des températures de paroi faible ($0 < T^* < 0,5$), un régime de déposition est principalement observé. La goutte se dépose sur la paroi, ce qui conduit à la formation d'un film liquide, qui va bouillir et s'évaporer. Au sein du film, des sites de nucléation prennent naissance et font éclater le film liquide, menant à la formation et à l'éjection de gouttes secondaires. Ce régime d'impact est propice aux transferts de chaleurs élevés, étant donné que la phase liquide est en contact direct avec la paroi chauffée.
- Pour des températures de paroi plus élevées ($0,5 < T^* < 1$) et des nombres de Mundo faibles, la goutte rebondit sur la paroi (figure I.3a). Son énergie cinétique incidente est suffisamment faible et ainsi sa tension superficielle lui permet de maintenir une certaine cohésion. Après interaction avec la paroi, la goutte peut se reformer en subissant toutefois une perte d'énergie cinétique dissipée sous forme visqueuse lors de l'impact. Ce rebond fait partie du régime non-mouillant, étant donné qu'il n'y a pas de dépôt de la goutte sur la paroi.
- Pour des nombres de Mundo plus élevés ($K > 1000$) dans cette gamme de température ($0,5 < T^* < 1$), le régime de splashing, ou éclatement (figure I.3c) est observé. L'énergie incidente de la goutte est trop élevée pour que celle-ci puisse se déposer entièrement. Elle va alors éclater, comme dans le cas de la paroi froide, en laissant un dépôt sur la paroi.

a)



b)



c)



figure I.3 : Images obtenues par ombroscopie rapide de différents types d'impact sur une paroi chaude. f_{inj} est la fréquence d'injection des gouttes. (a) : $D_0 = 120 \mu m$, $f_{inj} = 16\,400 \text{ Hz}$, $We_n = 19,93$, b) : $D_0 = 138 \mu m$, $f_{inj} = 11\,000 \text{ Hz}$, $We_n = 49,87$, c) : $D_0 = 138 \mu m$, $f_{inj} = 11\,000 \text{ Hz}$, $We_n = 154,78$)

Pour des températures de paroi au-delà de la température de Leidenfrost, on distinguera deux principaux régimes d'impact appartenant au régime non-mouillant pour lequel l'isolation du liquide par un film de vapeur limite considérablement les transferts de chaleur. La frontière entre ces deux principaux régimes peut se traduire suivant les nombres de Mundo ou Weber. L'un de ces deux régimes peut être lui-même subdivisé en deux régimes semblables :

- Le premier régime observé pour des nombres de Webers faibles, typiquement, pour $We_n \leq 30$, est le rebond (figure I.3a).
- Pour des nombres de Weber plus élevés ($30 < We_n < 70$), l'énergie cinétique incidente de la goutte augmente, ce qui induit une plus forte déformation. A partir d'une valeur critique, la tension superficielle ne pourra plus maintenir la cohésion de la goutte. Dans un premier temps, une goutte secondaire, ou goutte satellite (figure I.3b), se forme, puis à mesure que l'énergie cinétique incidente augmente, le nombre de gouttes secondaires formées augmentent.
- Lorsque le nombre de Weber est au-delà de 70, l'impact conduit à la formation de nombreuses gouttes secondaires : le phénomène de *splashing* est observé. (figure I.3c). On peut aussi ajouter que la viscosité du fluide joue aussi un rôle dans la dissipation d'énergie de la goutte durant l'impact.

Comme pour les impacts sur une paroi froide, les frontières séparant ces différents régimes sont définies à l'aide du nombre de Mundo. Les frontières sont ainsi définies sur un

diagramme $K-T^*$. Les résultats donnés sur la figure I.4 compilent les travaux de Cossali et al. [20] ainsi que de Dewitte et al. [21] et définissent l'ensemble des frontières pour des impacts sur une paroi chaude, en régime mouillant et non-mouillant.

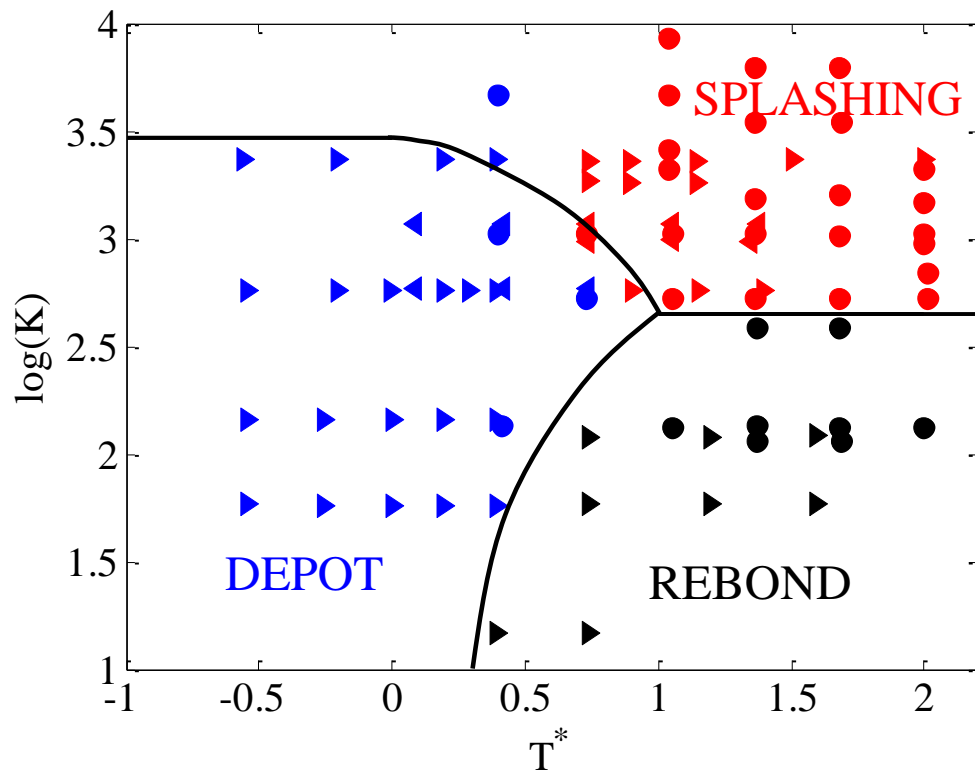


figure I.4 : Diagramme $K-T^*$: mesures provenant [20] de et [21]. L'ensemble des différents régimes dynamiques est indiqué, ainsi que des frontières observées entre ces régimes.

2. Aspects dynamiques de l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée

Nous restreindrons volontairement l'étude pour des impacts de gouttes sur des parois dont la température est supérieure à la température de Leidenfrost. Ainsi, seuls les régimes de rebond et de splashing sont pris en compte. Nous nous intéresserons tour à tour à ces deux régimes. Les notations qui seront utilisées sont données sur la figure I.5.

a. Cas du rebond

Pour les nombres de Weber faibles, inférieurs à une valeur critique de l'ordre de 30, un phénomène de rebond pur peut être observé. Trois paramètres principaux, caractéristiques du régime dynamique d'impact, peuvent être définis :

- le coefficient de restitution d'énergie cinétique, traduisant la perte d'énergie cinétique de la goutte lors de l'impact. Cela conduit à définir ce coefficient pour les deux composantes de la vitesse de la goutte (normale et tangentielle).
- le diamètre d'étalement, traduisant la déformation de la goutte lors de l'impact et donc la conversion d'énergie cinétique en énergie de surface. Ce sera aussi un diamètre caractéristique de la surface d'échanges thermiques entre la goutte et la paroi.

- le temps de séjour de la goutte sur la paroi.

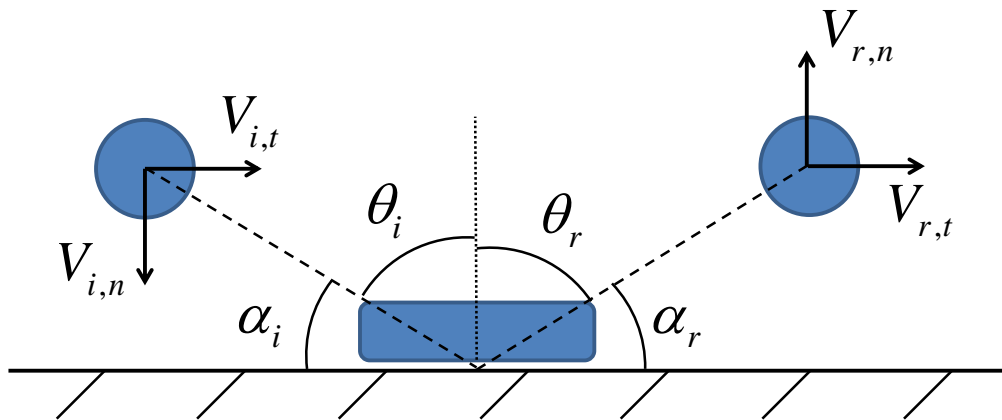


figure I.5 : Schéma illustrant les principales notations utilisées lors du rebond d'une goutte sur une paroi

D'un point de vue de la modélisation, il existe déjà de nombreuses études qui portent sur le diamètre d'étalement et les coefficients de restitution, les études concernant le temps de contact étant plus rares.

i. Coefficient de restitution

Parmi les études concernant l'aspect dynamique des impacts gouttes-parois chauffées en régime de Leidenfrost, celle de Wachters et Westerling [22] est probablement l'une des premières. Des gouttes de taille millimétrique tombent par gravité sur un disque chauffé et les caractéristiques dynamiques de l'impact sont extraites en filmant la scène à l'aide d'un éclairage stroboscopique. En particulier, le nombre de Weber avant We_n et après impact We_r (figure I.6) est déterminé. Ce dernier est obtenu en utilisant la composante normale de la vitesse, étant donné que, selon Wachters et Westerling [22], la composante tangentielle reste inchangée. Un maximum du coefficient de restitution est atteint pour un nombre de Weber incident d'environ 23. A partir des résultats expérimentaux précédents, Gonzales et al.[23] déduisent la corrélation empirique suivante :

$$We_r = 0,678We_n \exp(-0,04415We_n) \quad (1.8)$$

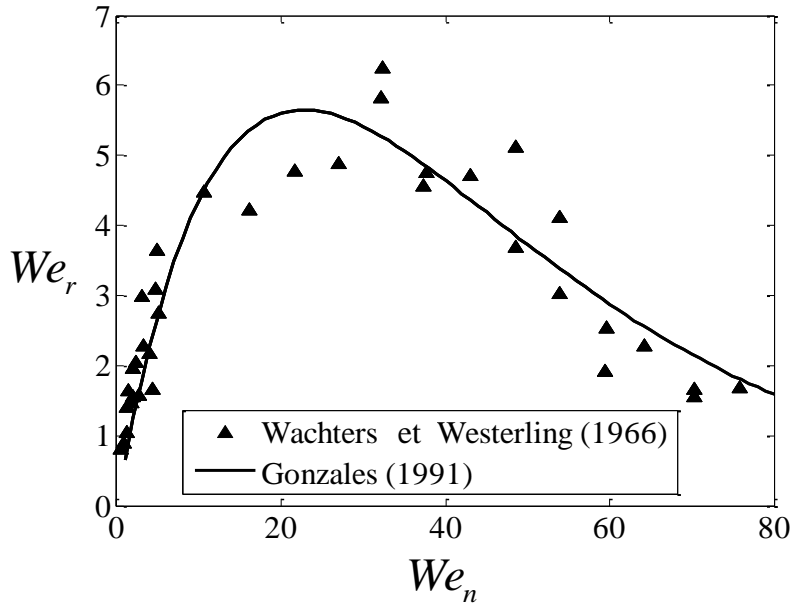


figure I.6 : Evolution du nombre de Weber normal de sortie des gouttes en fonction du nombre de Weber normal incident de celles-ci.

Watkins et Wang [24] quant à eux obtiennent des relations faisant intervenir la vitesse avant puis après impact lors d'un rebond (1.9). A l'inverse de Wachters et Westerling [22], ces derniers affirment que les coefficients de restitution pour les composantes tangentielle et normale sont égaux :

$$\begin{aligned} V_{r,n} &= -\alpha V_{i,n} \\ V_{r,t} &= -\alpha V_{i,t} \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec $\alpha = \sqrt{1 - 0,95 \cos^2 \theta_i}$ où θ_i est l'angle d'incidence des gouttes par rapport à la normale de la paroi (figure I.5).

Karl et Frohn [25] définissent un modèle de rebond basé sur la conservation de l'énergie de la goutte incidente. L'énergie totale de la goutte se transforme en énergie de surface au moment de l'étalement maximum, avec une partie dissipée du fait de la viscosité. Ces auteurs supposent que la moitié de cette dissipation se produit entre l'instant initial et l'instant correspondant à l'étalement maximum, l'autre moitié après le rebond. Cette dissipation par les forces visqueuses est traduite par un paramètre L , correspondant à la perte de quantité de mouvement :

$$L = \frac{mV_{i,n} - mV_{r,n}}{mV_{i,n}} = 1 - \frac{V_{r,n}}{V_{i,n}} = 1 - r_n \quad (1.10)$$

où r_n définit le rapport entre la vitesse normale de la goutte après rebond $V_{r,n}$ et avant rebond $V_{i,n}$, m est la masse de la goutte correspondante, en supposant qu'il n'y a pas d'évaporation.

L est ensuite exprimé en fonction du nombre de Weber normal, suivant une relation empirique :

$$L = 0,263We_n^{0,257} \quad (1.11)$$

Ainsi, il est possible de déduire une relation empirique sur le coefficient de restitution de la vitesse normale de la goutte :

$$r_n = 1 - 0,263We_n^{0,257} \quad (1.12)$$

Une augmentation du nombre de Weber se traduit par une diminution du coefficient de restitution, ce qui paraît physiquement logique : l'augmentation de l'énergie cinétique incidente conduit à une plus grande dissipation d'énergie par les forces de viscosité.

ii. Diamètre d'étalement

L'un des paramètres les plus importants pour caractériser le phénomène d'interaction goutte-paroi lors du rebond est le diamètre d'étalement. Celui-ci caractérise la surface de contact entre la goutte et la paroi chaude, surface séparée de la paroi par le film de vapeur au travers duquel auront lieu les transferts thermiques. Le modèle défini précédemment par Karl et Frohn [25] permet de déterminer le diamètre d'étalement maximum de la goutte, pour un nombre de Weber incident normal donné.

Un nouveau paramètre $r_{d\max}$ est introduit afin de lier le diamètre d'étalement maximum D_{\max} au diamètre initial de la goutte, $r_{d\max} = \frac{D_{\max}}{D_0}$. Les considérations développées par Karl et Frohn [25], fondées sur la conservation de l'énergie amènent à :

$$r_{d\max}^3 - \left[\frac{We_n}{6} \left(\frac{1+r_n^2}{2} \right) + 2 \right] r_{d\max} + \frac{4}{3} = 0 \quad (1.13)$$

La relation (1.13) possède trois solutions pour $r_{d\max}$, dont une seule est physiquement acceptable. L'évolution de $r_{d\max}$ en fonction du nombre de Weber normal est donnée en figure I.7, muni des points expérimentaux de Karl et Frohn [25]. Le diamètre d'étalement maximum augmente avec le nombre de Weber normal de la goutte incidente. Cette tendance paraît logique, dans la mesure où une augmentation du nombre de Weber correspond à une augmentation de l'énergie cinétique ou à une diminution de la tension de surface, ce qui se traduit par un étalement de la goutte plus important. Cependant, ce dernier atteint une limite pour des nombres de Weber proches de 60, valeur à la limite où la fragmentation apparaît. Hatta et al. [26] donnent une seconde relation décrivant le diamètre d'étalement maximum :

$$r_{d,\max} = 0,093We_n^{0,74} + 1 \quad \text{avec} \quad 0 \leq We_n \leq 35 \quad (1.14)$$

Cette seconde relation est aussi en bon accord avec les mesures réalisées par Karl et Frohn [25].

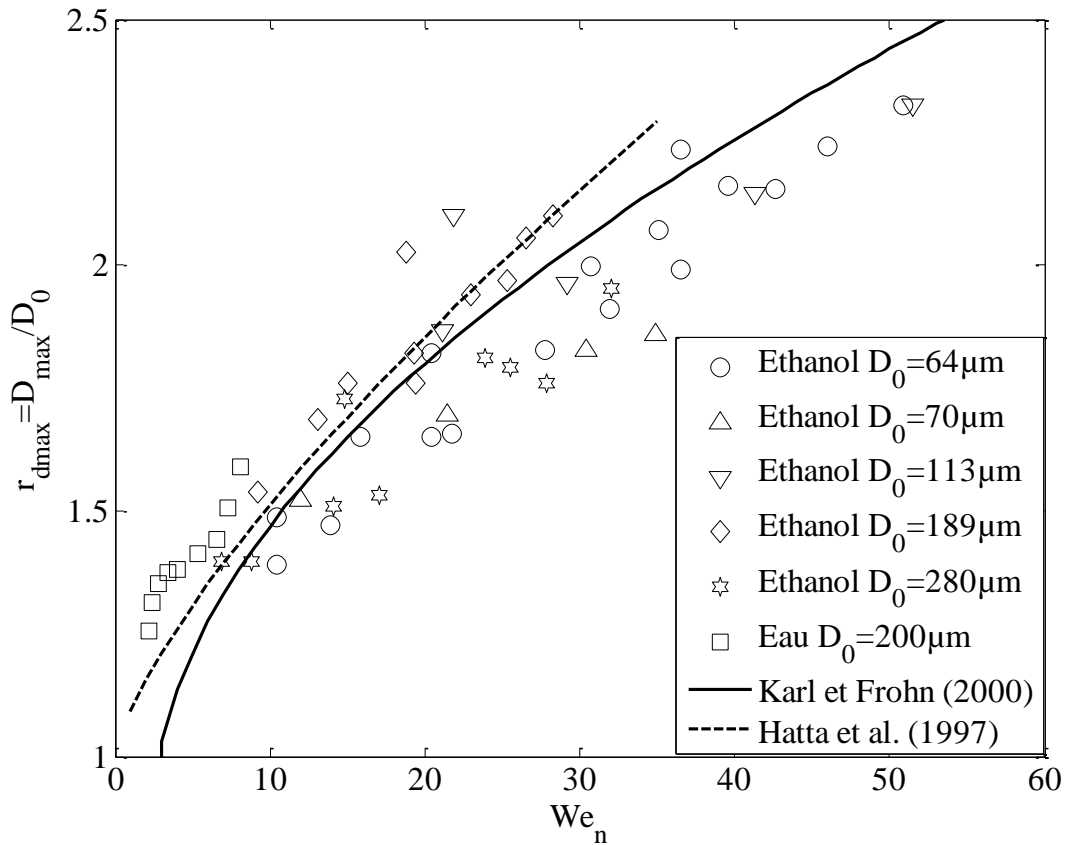


figure I.7 : Evolution de $r_{d_{\max}}$ (diamètre d'étalement maximum rapporté au diamètre initial) en fonction du nombre de Weber incident normal, pour différents liquides et diamètres de gouttes (Données extraites de [25])

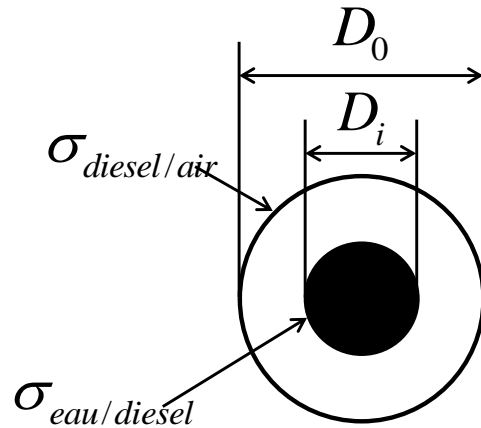
iii. Temps de séjour

Le temps de séjour est le second paramètre permettant de caractériser le régime de rebond lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude. Il correspond au temps où la goutte restera en contact avec la paroi ; en outre ce temps est aussi celui durant lequel la majeure partie du transfert thermique aura lieu. Ce temps de séjour est en général exprimé comme étant proportionnel à la première période d'oscillation t_v d'une goutte, définie par Rayleigh [27] :

$$t_v = C \sqrt{\frac{\rho_l D_0^3}{\sigma_l}} \quad (1.15)$$

Avec, selon Rayleigh, $C = \frac{\pi}{4}$. Cependant, ce temps d'oscillation est inférieur au temps de séjour. La constante de proportionnalité C varie suivant les études. Les travaux menés par Chen et al. [28] ont été réalisés avec des gouttes de diesel, mais aussi des gouttes bi-constituant qui consistent en une goutte de diesel comportant le noyau d'eau (figure I.8).

figure I.8 : Schéma représentant une goutte bi-constituante, le noyau intérieur étant composé d'eau, la couronne extérieure de diesel



Un temps de séjour adimensionnel est dans un premier temps introduit :

$$t_{sej}^* = \frac{t_v}{D_0/V_{i,n}} = C We_n^{0.5} \quad (1.16)$$

Cette adimensionalisation permet de faire apparaître le nombre de Weber et ainsi de pouvoir introduire directement l'effet des forces d'inertie et de tension superficielle. Cette relation est en très bon accord avec les données expérimentales obtenues par Chen et al. [28] (figure I.9) pour des gouttes monoconstituante, mais aussi bi-constituante, ceci pour une constante $C = 1,12$. Dans le cas des gouttes bi-constituante, un nombre de Weber modifié a été introduit afin de prendre en compte les caractéristiques des deux fluides mis en jeu :

$$We_n^* = \frac{[\rho_l(D_0^3 - D_i^3) + \rho_{diesel} D_i^3] V_{i,n}^2}{\sigma_{diesel/air} D_0^2 + \sigma_{eau/diesel} D_i^2} \quad (1.17)$$

avec :

D_i , le diamètre du noyau interne

$\sigma_{diesel/air}$, la tension de surface entre le diesel et l'air

$\sigma_{eau/diesel}$, la tension de surface entre l'eau et le diesel.

Ce nombre de Weber modifié permet de comparer l'ensemble des résultats obtenus, sachant qu'il fait intervenir les propriétés physiques des deux constituants impliqués. Il est à noter que les temps de contact adimensionnalisés mesurés expérimentalement sont en bon accord avec l'évolution de la première période d'oscillation en fonction du Weber. d^* correspond au rapport entre diamètre intérieur et extérieur. Hatta et al. [26] proposent l'expression suivante obtenue empiriquement pour le temps de séjour t_{sej}^* pour $We_n < 30$:

$$t_{sej}^* = 1,25 We_n^{0.37} \quad (1.18)$$

Cette expression est elle aussi tracée sur la figure I.9, mais semble sous-estimer fortement les temps de séjour adimensionnalisés obtenus expérimentalement par Chen et al [28].

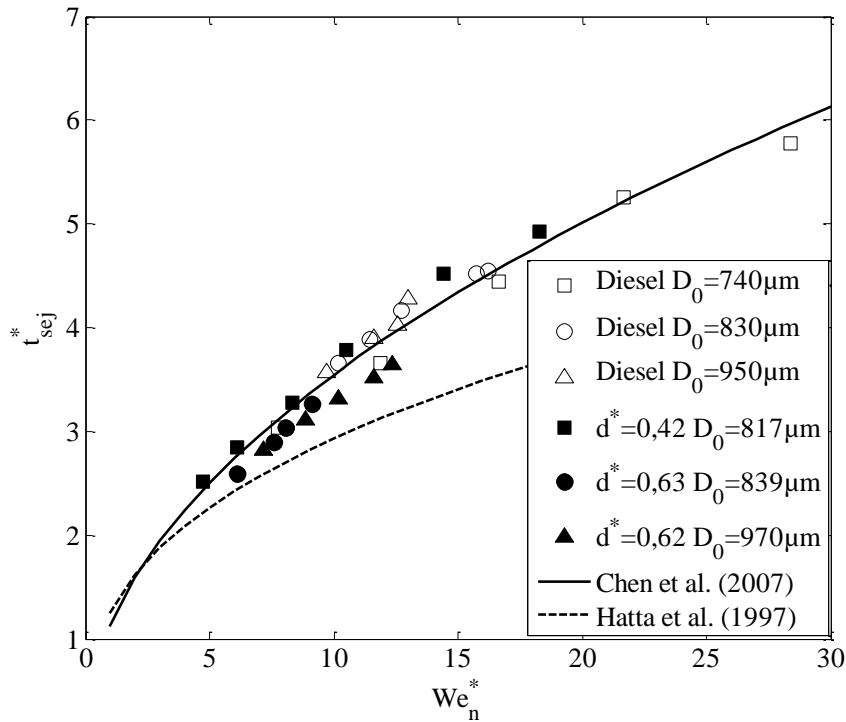


figure I.9 : Evolution du temps de séjour adimensionnel en fonction du nombre de Weber normal incident. D'après Chen et al. [28] et Hatta et al. [29]

b. Cas du splashing

Dans ce second régime d'impact, les paramètres dynamiques caractéristiques diffèrent de ceux mis en évidence lors de l'étude du régime de rebond. En effet, il n'est plus possible d'extraire le diamètre d'étalement ou encore le temps de séjour, car la goutte se fragmente rapidement après avoir interagie avec la paroi.

Wachters et Westerling [22] ont analysés très finement l'apparition du régime de splashing. Pour $30 < We_n < 80$, les gouttes s'étalent de la même manière que dans le cas des nombres de Weber inférieurs à 30 (cas du rebond), mais lors de la phase de reformation, elles donnent naissance à plusieurs gouttelettes plus petites (gouttes satellites). En revanche, pour des nombres de Weber supérieur à 80, la désintégration des gouttes est observée durant la phase d'étalement et peu de gouttes se reforment après l'impact.

Il est difficile de déterminer avec exactitude l'instant où la fragmentation en gouttes secondaires commence. Les caractéristiques des gouttes en termes de distribution de taille et de vitesse constituent des caractéristiques importantes du régime de splashing.

i. Masse des gouttes réémises

Plusieurs études ont établies des corrélations donnant le rapport η_s entre la masse des gouttes réémises et la masse de la goutte incidente. Cette différence de masse peut provenir de deux phénomènes distincts :

- le dépôt partiel de liquide à la paroi
- l'évaporation partielle des gouttes.

Ces corrélations sont regroupées dans le tableau I-1. Ces différentes lois empiriques ne sont pas données pour les mêmes plages de température de paroi et en particulier aucune d'entre elles ne décrit le cas de la paroi chaude dont la température est comprise entre T_{eb} et T_{Leid} .

Bai et Gossman [30]	Paroi froide ($T^* < 0$)	$\eta_s = 0,2 + 0,6r$, avec r un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1
Park et Watkins [31]	Paroi chaude ($T^* > 1$)	$\eta_s = 1$
Marengo et al. [32]	Paroi froide ($T^* < 0, K > K_0$)	$\eta_s = 1$ si $\theta_i < \pi/9$ $\eta_s = \min \left[1, 0,363 \left(\frac{K - K_0}{1000} \right)^{2,928} \right]$ si $\theta_i > \pi/9$
Schmehl et al. [33]	Paroi froide ($T^* < 0, K > K_0$)	$\eta_s = 1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^{0,3}$
tableau I-1 : Différentes relations donnant le rapport des masses et les conditions expérimentales d'obtention de celles-ci en fonction des auteurs		

Parmi ces travaux, trois d'entre eux définissent des relations dans la même gamme de température (figure I.10). Une valeur de $K_0 = 2000$ a été utilisée pour définir le seuil d'apparition du splashing, valeur obtenue en moyennant celles de [30, 32, 33].

Les résultats obtenus diffèrent significativement dans le cas de la paroi froide. A partir d'un nombre de Mundo de l'ordre de 3500, un rapport de 100% est obtenu par Marengo et al. [32] alors que celui déterminé par Schmehl et al. [33] varie entre quelques pourcents et 40%. Enfin, la relation de Bai et Gosman [30] donne une relation statistique et les rapports des masses se situent dans un intervalle compris entre 20% et 80%, indépendamment du nombre de Mundo.

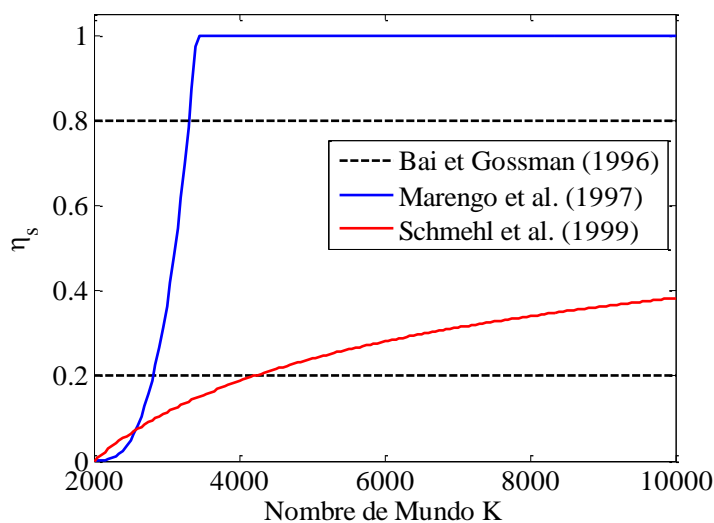


figure I.10 : Evolution du rapport entre la masse des gouttes réémises et la masse de la goutte initiale, en fonction du nombre de Mundo, d'après les travaux de différents auteurs

Quant à la relation de Park et Watkins [31] qui est obtenue sur une paroi chaude au-delà de la température de Leidenfrost, elle suggère simplement que la part de masse évaporée en régime de Leidenfrost est négligeable par rapport à la réémise. Il reste cependant raisonnable de penser que :

- Lorsque la température de paroi est inférieure à la température d'ébullition, la masse des gouttes secondaires dépend du nombre K . La masse restante est ainsi déposée sur la paroi. L'augmentation du nombre K conduit à une diminution du taux de dépôt.
- Lorsque la température est supérieure à la température d'ébullition, la part de masse perdue est due au dépôt partiel de liquide sur la paroi, mais aussi à l'évaporation, ce qui suggère donc une dépendance en K mais aussi en T^* .
- Lorsque la température est supérieure à la température de Leidenfrost, il n'y a plus aucun dépôt de liquide sur la paroi et la perte de masse est exclusivement due à l'évaporation partielle de la goutte.

ii. Taille et nombre des gouttes secondaires

Samenfink [16] a déduit de ses résultats expérimentaux que la distribution de taille des gouttes secondaires pouvait être décrite suivant une loi log normal. Ses travaux consistent faire impacter des gouttes sur une paroi présentant un film liquide en mouvement. Malgré les conditions expérimentales différentes de celles de notre étude, l'expression qu'il déduit de ses expériences est en bon accord avec ceux obtenus dans des conditions expérimentales similaires aux nôtres. La loi de distribution de taille peut ainsi s'écrire sous la forme :

$$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_d D} \exp\left(-\frac{\left[\ln\left(\frac{D}{D_{10}}\right)\right]^2}{2\sigma_d^2}\right) \quad (1.19)$$

$P(D)$ est la densité de probabilité (PDF) associée à la distribution de taille. D_{10} et σ_d désignent respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution en taille. Il est possible par la suite de démontrer que le diamètre moyen des gouttes secondaires est relié au diamètre moyen de Sauter et à leur dispersion en taille par la relation suivante :

$$D_{10} = D_{32} \exp\left(\frac{-5}{2}\sigma_d^2\right) \quad (1.20)$$

D_{10} et D_{32} étant par ailleurs définis par les relations (1.21) et (1.22):

$$D_{10} = \frac{\sum_i n_i \cdot D_i}{\sum_i n_i} \quad (1.21)$$

$$D_{32} = \frac{\sum_i n_i \cdot D_i^3}{\sum_i n_i \cdot D_i^2} \quad (1.22)$$

où D_i est le diamètre de la $i^{\text{ème}}$ goutte secondaire. De la relation (1.20) et de la conservation de la masse, le nombre total N_a de gouttes secondaires formées peut être déterminé en fonction de D_{10} et σ_d :

$$N_a \int D^3 P(D) dD = \eta_s D_0^3 \quad (1.23)$$

Ceci conduit à déterminer le nombre de gouttes secondaires :

$$N_a = \eta_s \left(\frac{D_0}{D_{10}} \right)^3 \exp\left(\frac{-9}{2} \sigma_d^2 \right) \quad (1.24)$$

Des différentes études granulométriques de la littérature, des corrélations sur les valeurs de D_{10} et σ_d peuvent être extraites à partir des résultats expérimentaux en fonction de nombres sans dimension tels que K ou encore T^* . Cependant les mesures granulométriques donnent généralement directement accès au diamètre de Sauter : il est alors préférable de modéliser $\frac{D_{32}}{D_0}$, sachant que D_{10} pourra être obtenu à l'aide de la relation (1.20).

Moita et Moreira [34] ont étudiés l'impact de gouttes individuelles sur une paroi chaude. Celles-ci sont injectées à l'aide d'une seringue hypodermique dont on contrôle le volume de la goutte sortante, qui se détache sous l'effet de la gravité. La séquence est acquise à l'aide d'une caméra rapide, puis un traitement d'image permet l'extraction des résultats. De leurs mesures et de celles de Cossali et al. [35] réalisées dans des conditions similaires, ils extraient une corrélation sur le rapport entre le diamètre moyen de Sauter et le diamètre moyen des gouttes secondaires en fonction du nombre de Weber et de Reynolds (figure I.11).

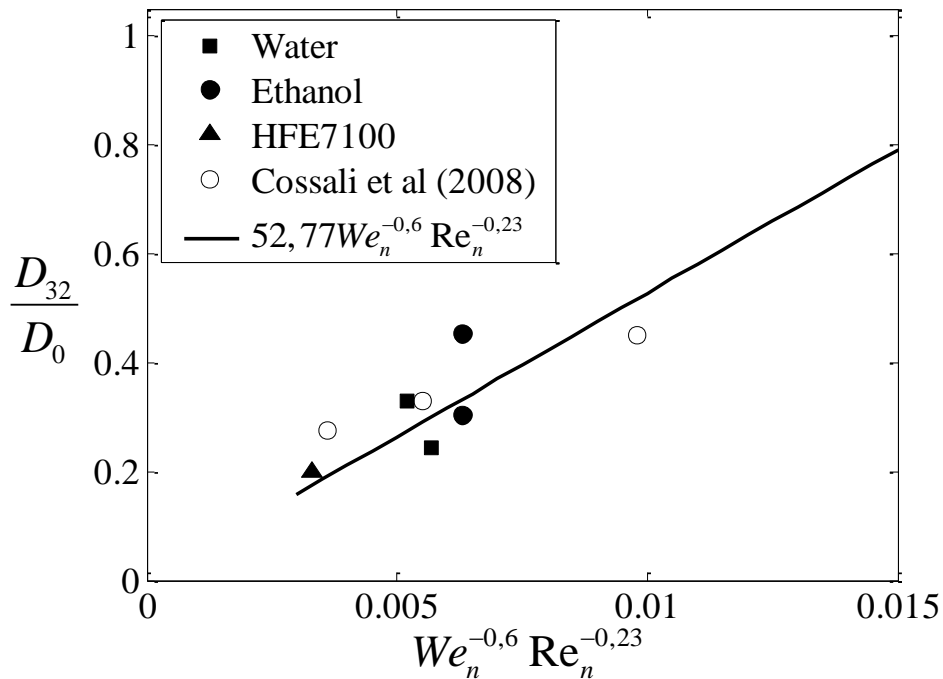


figure I.11 : Evolution du rapport entre le diamètre moyen de Sauter et le diamètre moyen des gouttes secondaires (données de Moita et Moreira [34] et de Cossali et al. [35]) pour différents liquides.

Ce produit de nombre adimensionnels permet de prendre en compte des propriétés physiques, du liquide contrairement aux corrélations usuellement trouvées dans la littérature qui ne prenaient en compte que les nombre de Weber ou Reynolds seuls. Ainsi, il est plus aisé de déterminer le rôle de la viscosité ou encore de la tension superficielle pour décrire la désintégration en gouttes secondaires, comme l'a suggéré Han et al. [36]. Les exposants négatifs traduisent le fait que l'impact d'une goutte ayant une viscosité ou une tension superficielle plus élevée favorisera l'apparition de gouttes secondaires plus grosses, ce qui est en accord avec les travaux de Cossali et al. [37] ainsi que ceux de Moita et Moreira [38]. Comme indiqué précédemment, Mundo et al. [39] font intervenir le nombre K , qui est aussi une autre combinaison des nombres de Reynolds et Weber. Ce dernier a été défini dans des conditions de paroi froide, comme étant :

$$K = We_n Oh^{-0.4}$$

Tout comme dans les travaux Moita et Moreira [34], Mundo [39] définit une corrélation entre portant sur le diamètre de Sauter, qui ne tient pas en compte de la température de paroi :

$$\frac{D_{32}}{D_0} = \exp\left(-\frac{K}{1500}\right) + 0,15 \left[1 - \exp\left(-\frac{K}{1500}\right)\right] \quad (1.25)$$

Une augmentation du nombre de Mundo se traduira donc par une diminution du rapport D_{32}/D_0 . Cela semble logique étant donné qu'une augmentation du nombre de Mundo correspond à une augmentation de la vitesse de la goutte incidente ou de son diamètre, autrement dit, à une augmentation de son énergie cinétique, ce qui favorise l'apparition de gouttes secondaires plus petites. Cependant, ces corrélations ne prennent en compte que les paramètres propres à la goutte incidente et délaissent ceux correspondant à la paroi. Dewitte [19] propose une fonction d'évolution du diamètre moyen des gouttes secondaires D_{10} , dans laquelle apparait le nombre de Mundo K , mais aussi la température de paroi adimensionnée :

$$\frac{D_{10}}{D_0} = \frac{-0,281T^{*3} + 3,13T^{*2} + 4,85T^{*} + 5,81}{(K)^{0,566}} \quad (1.26)$$

En contrepartie, l'écart-type de la distribution en taille σ_d ne présente pas de tendance particulière en fonction de K et T^* . Ainsi, Dewitte [19] attribue une valeur moyenne $\sigma_d = 0.38$. Cette relation reste en accord avec celle de Mundo et al. [39] ainsi que de Moita et Moreira [34].

Park et Watkins et [24] donne un nombre constant de gouttes secondaires suivant la relation :

$$D = C_{wb} D_0 \quad (1.27)$$

où $C_{wb} = 1/3$, ce qui donne d'après la conservation du volume un nombre constant de 27 gouttes secondaires de diamètre D . Ce modèle semblant inadapté pour décrire correctement les cas observés expérimentalement, Park [40] a utilisé le modèle de Wachters et Westerling [22]. Selon ces auteurs la goutte impacte sur la paroi (figure I.12a), puis commence à s'étaler en conservant une forme de dôme (figure I.12b). Il est alors défini un temps critique $t^* = \frac{D_0}{V_{i,n}}$

à partir de duquel la goutte commence à s'étaler horizontalement et où le dôme de la goutte disparaît (figure I.12c). Le début de l'éclatement se produit à l'instant où la goutte atteint une épaisseur h_g minimale au cours de cet étalement, c'est à dire pour $t > t^*$. Pour un nombre de Weber supérieur à 80, ils considèrent que le rayon d'étalement de la goutte $R_{\text{étal}}$ instantané est défini comme indiqué en (1.28) :

$$R_{\text{étal}} = 0,835 \left[3,096 \frac{t}{t^*} - \left(\frac{t}{t^*} \right)^2 \right] D_0 \quad (1.28)$$

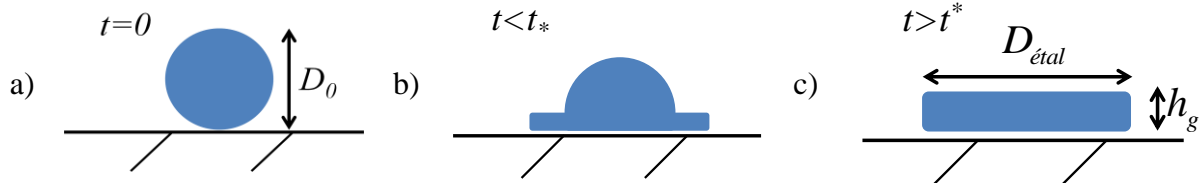


figure I.12 : Schéma illustrant la déformation de la goutte durant l'impact

Connaissant le rayon de la goutte étalée $R_{\text{étal}}$, l'épaisseur du film h_g est obtenue par simple conservation de la masse :

$$h_g = \frac{D_0^3}{6R_{\text{étal}}^2} \quad (1.29)$$

Dans une majorité des cas, la connaissance de la hauteur du film doit permettre de déterminer la taille des gouttes secondaires qui se forment après contact avec la paroi. Cependant pour des gouttes de taille inférieure à $30\mu\text{m}$, la seule connaissance de l'épaisseur du film n'est pas suffisante pour rendre compte de la distribution granulométrique des gouttes résultant de l'impact d'une goutte unique.

Les travaux de Yarin et Weiss [41] ont montrés la nécessité de prendre en compte les ondulations se formant à la surface du liquide déposé sous forme d'un film en paroi, ceci dans le cas d'une paroi froide. Ainsi, les données de Naber et Farrell [42] ont été utilisées afin de déterminer le nombre de gouttes résultant de l'impact d'une goutte unique sur une surface chaude. Ce nombre N_a est une fonction linéaire du nombre de Weber normal We_n , pour $We_n > 500$:

$$N_a = 0,187We_n - 14 \quad (1.30)$$

La relation de Bai et Gosman [30], basée sur les données de Stow et Stainer [43], donne quant à elle :

$$N_a = 0,167We_n - 5 \quad (1.31)$$

Le nombre de gouttes après impact peut être calculé suivant les relations précédentes. Il est alors possible d'obtenir, d'après la conservation de la masse, le diamètre moyen D_{10} après impact :

$$\rho \frac{\pi}{6} D_0^3 = N_a \rho \frac{\pi}{6} D_{10}^3 \quad (1.32)$$

soit $D_{10} = \frac{D_0}{N_a^{1/3}}$, que l'on peut réécrire, dans le cas de Bai et Gosman [30] :

$$\frac{D_{10}}{D_0} = \frac{1}{(0,167We_n - 5)^{1/3}} \quad (1.33)$$

Ou encore dans le cas de Naber et Farrell [42] :

$$\frac{D_{10}}{D_0} = \frac{1}{(0,187We_n - 14)^{1/3}} \quad (1.34)$$

Ces relations permettent de montrer que le rapport de diamètre $\frac{D_{10}}{D_0}$ est proportionnel à $We_n^{-0,33}$, complétant ainsi les corrélations déjà existantes.

Akhtar et Yule (2001) ont menés une étude approfondie des impacts de gouttes sur une surface chauffée (régime de Leidenfrost). L'étude consiste à injecter des gouttes d'eau quasi-monodisperse sur une surface en acier poli, chauffée électriquement. Les gouttes sont éjectées à l'aide d'un dispositif tournant. Ce dispositif produit des gouttes quasi-monodisperses, arrivant de manière aléatoire en espace et en temps sur la surface chauffée. La gamme de taille de goutte étudiée est $20 < D_0 < 160 \mu m$ pour une gamme de vitesse d'impact variant de 5 m/s à 18 m/s. Ainsi, la gamme de nombres de Weber couvre 100 à 750. Les techniques de mesure employées sont l'ombroscopie couplée à l'imagerie rapide pour ce qui concerne la morphologie de l'impact (diamètre d'étalement pas exemple) et la granulométrie phase Doppler pour la distribution en taille des gouttes secondaires et leur vitesse. En négligeant l'évaporation, le nombre de gouttes détectées par le PDA (N_{PDA}) peut être donné par :

$$N_{PDA} = \left(\frac{D_{32,i}}{D_{32}} \right)^3 \text{ où } D_{32,i} \text{ est le diamètre de Sauter avant impact, celui-ci étant introduit}$$

du fait que la distribution initiale n'est pas tout à fait monodisperse, et D_{32} le diamètre de Sauter des gouttes secondaires. Akhtar et Yule (2001) proposent une corrélation concernant le diamètre de Sauter des gouttes secondaires sous la forme :

$$\frac{D_{32}}{D_{32,i}} = 0,2 + \left(\frac{60}{We_n} \right)^n \text{ avec } 1 < n < 1,5, \text{ pour } 260 < T_w < 400^\circ C \text{ et } We_n > 200.$$

Cette relation est tracée pour deux valeurs de n , à savoir $n = 1,25$ et $n = 1,5$ sur la figure I.13.

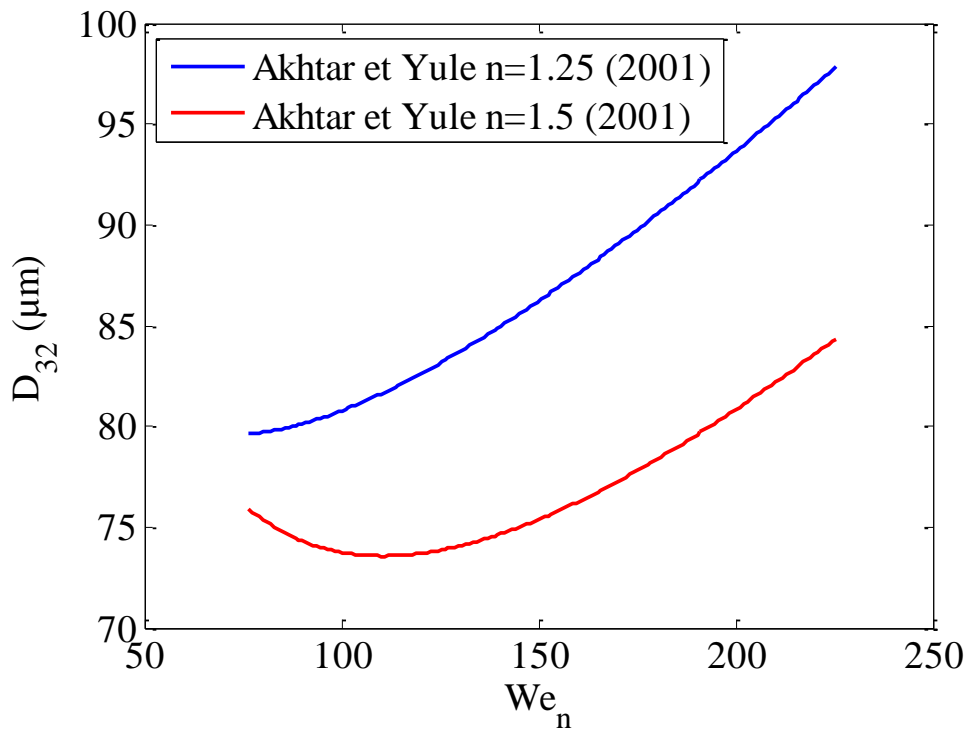


figure I.13 : Evolution du diamètre moyen de Sauter en fonction du nombre de Weber, pour deux puissances différentes du nombre de Weber. Le nombre de Weber est calculé pour des diamètres évoluant de 85 à 250 μm et une vitesse de 8m/s.

De plus, ils déduisent de leurs travaux une relation sur le nombre de gouttes secondaires formées, elle-aussi linéaire avec le nombre de Weber :

$$N_a = 0,0427We_n + 10,46 \quad (1.35)$$

On peut alors tracer l'ensemble des relations concernant le nombre de gouttes secondaires formées en régime de splashing (figure I.14). Les travaux des trois auteurs sont dans l'ensemble en bon accord (figure I.14). Les tendances de Naber et Farrell [42] ainsi que celle de Bai et Gosman [30] sont proches. Les résultats d'Akhtar et Yule [44] donnent une progression plus faible, mais l'ordre de grandeur reste comparable aux autres auteurs.

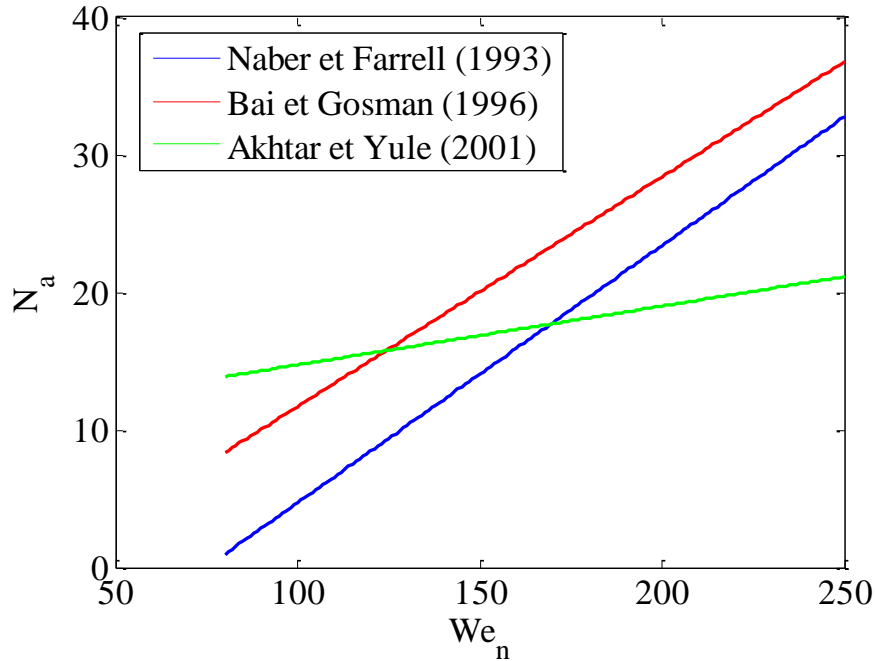


figure I.14 : Evolution du nombre de gouttes secondaires formées en régime de splashing en fonction du nombre de Weber normal incident. Relations extraites de [42, 44, 45].

Les travaux de Müller et al. [46] concernent l'impact de un à trois trains de gouttes monodisperses sur une plaque chauffées à $T_w = 175^\circ C$, pour une gamme de diamètres goutte couvrant $40 \mu m$ à $200 \mu m$, la vitesse normale étant de l'ordre de 11 m/s . Ces résultats ont été obtenus sous une pression de 1 bar et 3 bars. Une corrélation du diamètre statistique moyen

D_{10} après impact a été obtenue en fonction du nombre de Reynolds $Re_n = \frac{\rho_l D_o V_{i,n}}{\mu_l}$:

$$D_{10} = 10,5 D_o Re_n^{-1/2} \quad (1.36)$$

Cette corrélation, dans le cas de l'impact simultané de trois trains de gouttes devient :

$$D_{10} = 16,8 D_o Re_n^{-1/2} \quad (1.37)$$

L'ensemble des relations concernant le diamètre moyen des gouttes secondaires après impact est représenté sur la figure I.15. Les tendances observées sont en accord au niveau de leur évolution. Cependant, il apparait des écarts de valeur significatifs pouvant atteindre $20 \mu m$ sur le diamètre moyen.

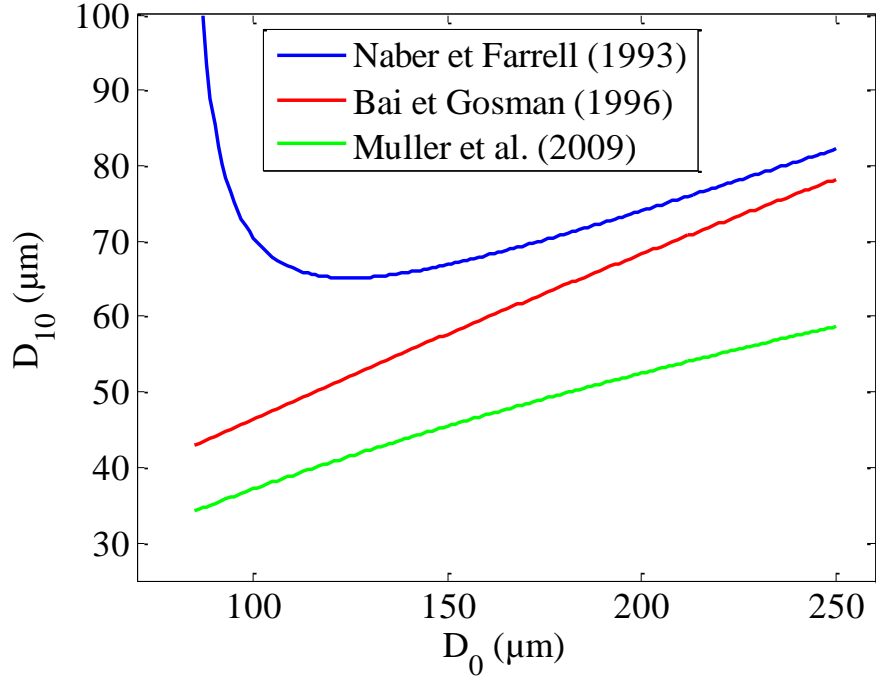


figure I.15 : Evolution du diamètre moyen des gouttes secondaire D_{10} en fonction du nombre de Weber ou du diamètre incident.

iii. Distribution de la vitesse des gouttes réémises

Le modèle de Park et Watkins [31] se basant sur la propagation du bord du film liquide formé lors de l'étalement de la goutte (figure I.12), permet de donner la vitesse de ce film V_f :

$$V_f = \frac{dR_{\acute{e}tal}}{dt} \text{ avec :}$$

$$R_{\acute{e}tal} = 0,835 \left[3,096 \frac{t}{t_*} - \left(\frac{t}{t_*} \right)^2 \right] D_0 \quad (1.38)$$

où $R_{\acute{e}tal}$ est le rayon instantané de la goutte lors de son étalement sur la paroi, t le temps durant l'étalement, D_0 le diamètre de la goutte avant impact et t^* l'instant critique à partir de duquel la goutte commence à s'étaler horizontalement. Ainsi, la vitesse de propagation V_f est donnée par :

$$V_f = \frac{dR_{\acute{e}tal}}{dt} = 0,835 \left(\frac{3,096}{t_*} - \frac{2t}{t_*^2} \right) D_0 \quad (1.39)$$

ou encore :

$$V_f = 0,835 \left(3,096 V_{i,n} - 2 V_{i,n}^2 \frac{t}{D_0} \right) \quad (1.40)$$

La rupture du film liquide est ensuite susceptible de se produire entre t^* et $1.548t^*$ c'est à dire lorsque $V_f = 0$. Ainsi, l'instant où se produit la rupture du film peut être traduit par : $t = \chi t^*$, où $1 \leq \chi \leq 1,548$.

Il vient ainsi:

$$V_f = 0,835(3,096 - 2\chi)V_{i,n} \quad (1.41)$$

L'hypothèse est donc faite que les gouttelettes secondaires résultant de cet impact pourront acquérir un supplément de vitesse variant de 0 à V_f et ceci depuis le point d'impact jusqu'au bord du film liquide.

Le modèle consiste alors à modifier la vitesse tangentielle des gouttes réémises $V_{r,t}$ en fonction de la vitesse tangentielle de la goutte incidente $V_{r,t}$:

$$V_{r,t} = V_{i,t} \pm R_{xx} V_f \quad (1.42)$$

où R_{xx} est un nombre aléatoire variant entre 0 et 1. Les valeurs données habituellement dans la littérature pour χ varient entre 1 et 1,28. Les directions des gouttes réémises sont sélectionnées de manière aléatoire entre 0 et π , les gouttes secondaires étant supposées rester dans le même plan.

Park et Watkins [31] ont également définis un modèle du coefficient de restitution normal dans le cas du régime de splashing. Ils supposent que la vitesse normale devient nulle pour l'ensemble des gouttes et que leur composante tangentielle se conserve. Ainsi, la composante normale de vitesse peut être calculée par : $V_{r,n} = -\left(\frac{\sigma_l We_n}{\rho_l D_{10}}\right)^{0.5}$.

On utilisera pour cela la relation entre le nombre de Weber des gouttes incidentes We_n et celui des gouttes réémises We_r de Wachters et Westerling [22] (figure I.6). Pour $We_n > 100$, We_r est supposé constant et de l'ordre de 1.

3. Transferts thermiques lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chauffée

L'objectif est de dresser l'état de l'art concernant les études menées sur la quantification des transferts thermiques lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude. Une grande partie des travaux s'appuie sur des données expérimentales par mesure directe du flux extrait à la paroi mais leur domaine de validité se limite souvent au domaine d'étude, d'autres se basent sur des modèles physiques mais souffrent du manque de comparaisons avec des données expérimentales.

a. Cas d'une goutte individuelle

Dans le cadre de cette étude, il est très intéressant d'introduire l'efficacité de refroidissement ε relative à une goutte. Celle-ci se définit comme étant le rapport entre l'énergie Q_w extraite à la paroi par la goutte et l'énergie totale qu'aurait potentiellement pu emporter la goutte, sous forme de chaleur sensible et de chaleur latente. Ainsi, on a :

$$\varepsilon = \frac{Q_w}{m(L_v + Cp_l(T_{eb} - T_{inj}) + Cp_v(T_w - T_{eb}))} \quad (1.43)$$

avec m la masse de la goutte, L_v la chaleur latente de vaporisation du liquide composant la goutte, Cp_l sa chaleur massique, T_{eb} sa température d'ébullition et T_{inj} celle à l'injection. Différents travaux concernant la détermination expérimentale de cette efficacité ont été menés, en précisant que la définition de cette efficacité peut varier d'un auteur à l'autre, les termes correspondant aux chaleurs sensibles étant parfois considérés comme négligeables devant la chaleur latente de changement d'état.

Par exemple, Bernardin et Mudawar [47], définissent l'efficacité de refroidissement par :

$$\varepsilon = \frac{Q_w}{mL_v} \quad (1.44)$$

La plupart des études trouvées dans la littérature s'appuient sur la détermination du flux extrait à la paroi à l'aide de thermocouples insérés dans la paroi chaude. Il est alors possible, par une méthode inverse, de déterminer le flux extrait à la paroi.

L'ensemble de travaux décrits ci-après ont été menés dans le régime de Leidenfrost, où les transferts thermiques sont limités par la présence du film de vapeur. Pour des températures plus faibles où le dépôt se produit, l'ensemble de la goutte s'évapore et l'efficacité de refroidissement n'a plus de sens puisqu'elle est égale à 1.

Pedersen [48] ne donne pas de relation directe concernant l'évolution de l'efficacité de refroidissement, mais il relève à partir de ses expériences une augmentation de celle-ci avec la vitesse incidente de la goutte, avec une tendance similaire mais plus faible au regard de la température de surface, ainsi qu'une dépendance très marginale au diamètre. Deb et Yao [49] ont extrait une corrélation basée sur les résultats expérimentaux de Pedersen ainsi que ceux de Kendall et Rohsenow [50]. Cette corrélation fait apparaître la somme de deux termes. Le premier rend compte de la décroissance des transferts thermiques avec l'augmentation de la surchauffe, alors que le second terme correspond à l'augmentation avec cette surchauffe des effets convectifs locaux dus au flux de vapeur et de l'air entraîné.

L'expression donnée par Bolle et Moureau [51] montre explicitement l'influence de la température de paroi, ainsi que celle de la vitesse et du diamètre sur l'efficacité. Alors qu'une augmentation de la température de paroi T_w conduit à une augmentation de l'efficacité, la tendance est inverse en ce qui concerne le diamètre et la vitesse des gouttes. Le groupement $(\lambda\rho Cp)_s^{0,5}$ contenant la conductivité thermique de la paroi λ_s , ainsi que la masse volumique ρ_s et la capacité thermique de la paroi Cp_s représente l'effusivité E_s de la paroi.

On note une grande disparité des résultats concernant l'efficacité. Il est difficile de dégager une véritable tendance générale du fait des différences notables entre les corrélations proposées et leur domaine de validité limité. L'efficacité de refroidissement décroît avec la vitesse incidente de la goutte suivant certaines études alors que pour d'autres, elle augmente. Cependant, les principaux paramètres influençant cette efficacité semblent apparaître clairement : on retrouve le diamètre et la vitesse des gouttes, ainsi que la température de paroi.

Le tableau I-2 : résume les différentes corrélations concernant l'efficacité de refroidissement tirées de la littérature.

Pederson [48]	Pas de corrélation explicite	$2 \leq V_{i,n} \leq 10 \text{ m/s}$ $200 \leq D_0 \leq 400 \mu\text{m}$ $150 \leq T_w \leq 600^\circ\text{C}$
Bolle et Moureau [51]	$\varepsilon = 1,566 \frac{(\lambda \rho C_p)_s^{0,5}}{L_v \rho_l} (T_w - T_{inj}) (D_0 V_{i,n})^{-0,5}$	$600 \leq T_w \leq 1000^\circ\text{C}$
Takeuchi et al. [52]	$\varepsilon \propto f_{inj}^{-0,05} V_{i,n}^{0,65} D_0^{-0,38}$	$290 \leq D_0 \leq 560 \mu\text{m}$ $T_w - T_{inj} \leq 600^\circ\text{C}$ $2,2 \leq V_{i,n} \leq 4,8 \text{ m/s}$ $10 \leq f_{inj} \leq 100 \text{ Hz}$
Deb et Yao [49]	$\varepsilon = 0,02729 \exp\left(\frac{0,081 \sqrt{\ln(We_n/35+1)}}{(B+S/60,5)^{1,5}}\right) + 0,21085 K B \exp\left(\frac{-90}{We_n+1}\right)$ Avec $B = \frac{Cp_v (T_w - T_{sat})}{L_v}$, $K = \frac{\lambda_v}{Cp_v \mu_v}$ et $S = \frac{E_s}{E_{acier}} - 1$	$200 \leq D_0 \leq 400 \mu\text{m}$ $1 \leq V_{i,n} \leq 10 \text{ m/s}$ $150 \leq T_w \leq 600^\circ\text{C}$
Bernardin et Mudawar [47]	$\varepsilon = \frac{1721 \Delta T_f^{0,912} D_0^{-1,004} V_{i,n}^{-0,746}}{\rho_l (L_v + Cp_l (T_{sat} - T_{inj}))}$	$200 \leq T_w - T_{inj} \leq 400^\circ\text{C}$ $240 \mu\text{m} \leq D_0 \leq 1 \text{ mm}$ $1 \leq V_{i,n} \leq 7 \text{ m/s}$ $480 \leq f_{inj} \leq 12300 \text{ Hz}$

tableau I-2 : Différentes relations concernant l'efficacité de refroidissement et les conditions expérimentales dans lesquelles celles-ci ont été obtenus pour différents auteurs.

b. Cas d'un spray

Plusieurs études ont tenté de déterminer directement l'efficacité de refroidissement dans le cas d'un spray impactant une cible chauffée. D'autres études ont adopté une démarche plus progressive en considérant le cas de plusieurs trains de gouttes impactant la paroi chauffée.

Bernardin et Mudawar [47] ont étudié une configuration de $N_{diaph} = 4$ et $N_{diaph} = 9$ trains de gouttes monodisperses (figure I.16), afin d'étudier des cas intermédiaires entre le cas d'un train de gouttes unique et le cas du spray.

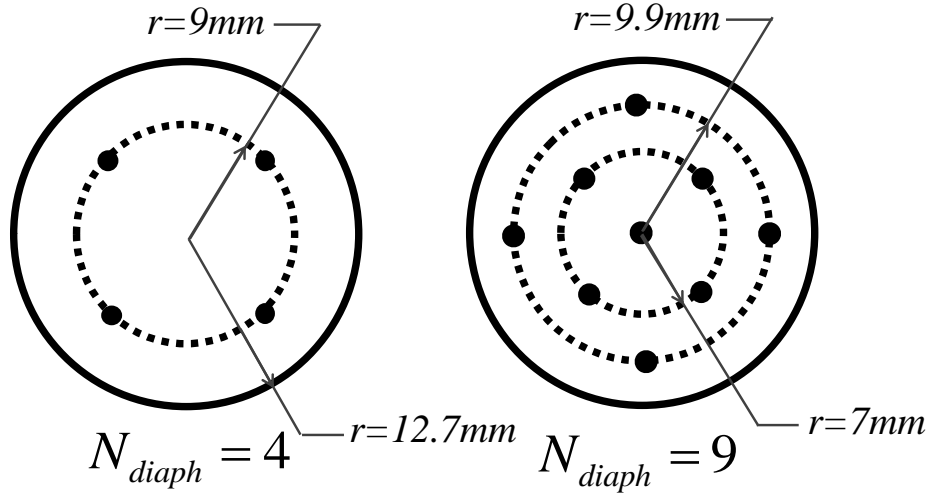


figure I.16 : Schéma illustrant la configuration des diaphragmes $N = 4$ et $N = 9$ trains de gouttes monodisperses (Bernardin et Mudawar[47])

Pour la configuration de quatre trains de gouttes monodisperses, les interactions entre gouttes semblent négligeables, puisque le flux extrait à la paroi dans cette configuration se déduit directement de celui pour un train de gouttes uniques.

Dans le cas de neuf trains de gouttes monodisperses, des interactions apparaissent entre les gouttes secondaires et incidentes, en particulier des coalescences. On peut aussi retrouver des gouttes en phase d'étalement qui coalescent, diminuant alors la surface qu'elles auraient couverte indépendamment, ou encore des gouttes qui impactent sur une goutte déjà présente sur la paroi. Ces interactions vont limiter la surface de contact entre les gouttes et paroi et ainsi limiter les transferts thermiques. Pour cela, il est prévisible que l'efficacité de refroidissement d'un spray soit plus faible que dans le cas d'un train de gouttes monodisperses et cette diminution est accrue lorsque la densité du spray augmente. Une relation semi-empirique est alors définie, permettant de lier puissance extraite par un seul jet q_{ss} à la densité de puissance extraite à l'aide de jets multiples q_{sp}'' :

$$q_{sp}'' = q_{ss} \frac{N_{diaph}}{A_h} \frac{\varepsilon_{sp}}{\varepsilon_{ss}} \quad (1.45)$$

où A_h correspond à l'aire de la cible chauffée couverte par l'arrangement des N_{diaph} trains de gouttes monodisperses, ε_{sp} et ε_{ss} étant respectivement les efficacités de refroidissement correspondant à N_{diaph} trains de gouttes monodisperses et un seul train de goutte. En introduisant le débit volumique par unité de surface \dot{V}_{sp} :

$$\dot{V}_{sp} = \frac{\pi D_0^3}{6} f_{inj} \frac{N_{diaph}}{A_h} \quad (1.46)$$

la relation (1.46) peut alors se réécrire sous la forme :

$$q_{sp}'' = q_{ss} \frac{6\dot{V}_{sp}}{f_{inj}\pi D_0^3} \frac{\varepsilon_{sp}}{\varepsilon_{ss}} \quad (1.47)$$

Pour déterminer la densité de puissance extraite à la paroi par un spray, Bernardin et Mudawar [47] utilisent un train de goutte monodisperse impactant normalement à la paroi, ce qui va entraîner des interactions entre gouttes du même jet, notamment d'une goutte avec celle la précédant lors de son étalement. Ce type d'interaction s'observe dans le cas de fréquence d'injection élevée, où l'on a des phénomènes de coalescence, mais il s'observe aussi dans le cas d'impact normal. Les gouttes n'ayant pas de vitesse tangentielle ne glisseront pas lors de leur étalement, et ainsi interagiront avec la précédente et la suivante. Ces interactions vont alors diminuer l'efficacité de refroidissement comparé à ceux obtenus dans le cas d'une goutte sessile. Ainsi, les auteurs supposent que l'efficacité de refroidissement d'un spray est comprise entre celle d'une goutte seule ε_{sd} et celle obtenue sur un train de gouttes monodisperses ε_{ss} . Une interpolation linéaire entre ces deux situations permet d'exprimer l'efficacité thermique d'un spray, où $\dot{V}_{sp,dense}$ correspond à la limite du débit volumique surfacique à partir de laquelle on considérera qu'il s'agit d'un spray dense (correspondant au cas du train de gouttes monodisperse). Il est défini :

$$\varepsilon_{sp} = \varepsilon_{sd} - \frac{\dot{V}_{sp}}{\dot{V}_{sp,dense}} (\varepsilon_{sd} - \varepsilon_{ss}) \quad \text{pour } \dot{V}_{sp} < \dot{V}_{sp,dense} \quad (1.48)$$

$$\varepsilon_{sp} = \varepsilon_{ss} \quad \text{pour } \dot{V}_{sp} \geq \dot{V}_{sp,dense} \quad (1.49)$$

Cette limite du spray dense est liée au débit volumique tirée des travaux de Klinzing et al. [53], fixée à $\dot{V}_{sp,dense} = 5.10^{-3} m^3.s^{-1}m^{-2}$. L'expression de $\frac{\varepsilon_{sp}}{\varepsilon_{ss}}$ apparait en divisant (1.48) par ε_{ss} et en substituant ε_{ss} par son expression :

$$\varepsilon_{ss} = \frac{q_{ss} / f_{inj}}{\rho_l L_v \pi D_0^3 / 6} \quad (1.50)$$

Il est alors possible en injectant les deux relations obtenues dans (1.48) et (1.50) d'en déduire la nouvelle expression de (1.47), celle de la densité de puissance théorique extraite à la paroi par un spray :

$$q_{sp,theo}'' = q_{ss} \frac{6\dot{V}_{sp}}{\pi D_0^3 f_{inj}} \times \left\{ \frac{\pi D_0^3 f_{inj} \rho_l L_v \varepsilon_{sd}}{6q_{ss}} \left(1 - \frac{\dot{V}_{sp}}{\dot{V}_{sp,dense}} \right) + \frac{\dot{V}_{sp}}{\dot{V}_{sp,dense}} \right\} \quad (1.51)$$

Il est également nécessaire de déterminer l'efficacité de refroidissement ε_{sd} correspondant à une seule gouttelette, qui est calculée pour une valeur limite inférieure du débit volumique surfacique $\dot{V}_{sd,min} = 0,175 \cdot 10^{-3} m^3 s^{-1} m^{-2}$, où les interactions entre gouttelettes sont supposées négligeables :

$$\varepsilon_{sd} = \frac{3,68 \cdot 10^4}{\rho_l L_v} \Delta T_f^{1,691} D_{32}^{-0,062} \quad (1.52)$$

ΔT_f correspond à l'écart entre la température de paroi T_w et celle du liquide T_l . L'efficacité de refroidissement du spray ε_{sp} est ainsi extrapolée pour une valeur particulière du débit surfacique :

$$\varepsilon_{sp} = \frac{63,25}{\rho_l L_v} \Delta T_f^{1,691} (\dot{V}_{sp})^{-0,736} D_{32}^{-0,062} \quad (1.53)$$

A partir de l'expression de ε_{sd} , il est possible de réécrire (1.51) et de déterminer la densité de flux extraite théoriquement par un spray:

$$q_{sp,theo}'' = 3,68 \times 10^4 \dot{V}_{sp} \Delta T_f^{1,691} D_{32}^{-0,062} \left(1 - \frac{\dot{V}_{sp}}{\dot{V}_{sp,dense}} \right) + 1720 \Delta T_f^{0,912} D_{32}^{-1,004} V_{i,n}^{-0,746} \frac{(\dot{V}_{sp})^2}{\dot{V}_{sp,dense}} \quad (1.54)$$

Cette dernière relation, déterminée de façon empirique, permet de déduire, à partir des conditions expérimentales, le flux thermique extrait à la paroi par un spray. Bernardin et Mudawar [22] obtiennent des écarts variant de 2 à 23% entre leurs valeurs expérimentales et les prédictions issues de cette dernière relation, ce qui reste très bon compte tenu de la difficulté à modéliser les interactions entre gouttes. Le principal problème reste probablement le domaine de validité de cette expression. Il peut être noté qu'en plus de la diminution de la taille des gouttes et l'augmentation de la température de paroi, la diminution de la vitesse incidente des gouttes contribue elle-aussi à augmenter le flux extrait à la paroi.

Les travaux de Choi et Yao [54] s'intéressent aux transferts thermiques dans le cas d'un spray ou d'une série d'injecteur de gouttes monodisperse. Leur dispositif expérimental permet un impact du spray sur une paroi chaude placée verticalement, perpendiculairement au spray, ce qui supprime l'influence des gouttes secondaires. Il est cependant possible d'appliquer une rotation à l'ensemble du dispositif pour revenir à des impacts sur une paroi placée horizontalement. Dans le cas de la série d'injecteurs monodisperses, un écoulement d'air permet d'assurer une dispersion des gouttes et de modifier leur vitesse incidente.

Ainsi, lorsque le transfert thermique dû aux gouttes impactantes est isolé du transfert convectif lié à l'écoulement d'air, il est possible de représenter le flux thermique correspondant en fonction du débit liquide surfacique impactant, ceci pour différentes vitesses d'impact. Aucune relation empirique n'est réellement déduite de ces mesures de flux, mais les auteurs concluent de leurs expériences de nombreuses tendances. Leurs conclusions sont les suivantes :

- la contribution des gouttes secondaires (en configuration d'impact vertical) augmente significativement le flux thermique extrait à la paroi.
- le flux extrait croit de manière monotone avec le débit liquide surfacique, variant entre $0,0347 \text{ g.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ et $0,1844 \text{ g.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, pour un diamètre de goutte constant et des vitesses incidentes quasi-identiques.
- la vitesse incidente des gouttes (comprise entre 3 m/s et 4,2 m/s) semble influencer modérément le flux extrait à la paroi pour les faibles débits surfaciques de liquide. On relèvera qu'une augmentation de la vitesse des gouttes tend à accroître le flux extrait, augmentation qui s'estompe pour des débits liquides plus importants.

- La taille des gouttes (comprise entre 428 μm et 560 μm) influence significativement le flux extrait pour les débits liquides surfaciques modérés. Le flux extrait à la paroi augmente avec la taille des gouttes, mais cette tendance s'atténue lorsque le débit liquide surfacique est augmenté.

Ainsi, il semble que la vitesse et la taille des gouttes, outre le débit liquide surfacique, jouent un rôle significatif sur le transfert thermique à la paroi en régime de spray dilué. Cependant ces influences s'atténuent fortement en régime de spray plus dense.

Enfin, il semble également important de mentionner les travaux de Panao et Moreira (2009) portant l'impact d'un spray intermittent sur une paroi chauffée. Le flux thermique extrait en paroi est déterminé à l'aide de thermocouples insérés dans la paroi et d'une méthode inverse. Des corrélations décrivant le transfert thermique en fonction de différents nombres adimensionnels sont proposées, prenant en compte en particulier l'aspect périodique des injections. Cette périodicité est susceptible d'induire plus ou moins d'interaction entre les gouttes elles mêmes (gouttes incidentes ou secondaires) et entre les gouttes incidentes et le liquide déposé à la paroi. Les auteurs interprètent le flux extrait à la paroi en trois phases temporelles correspondant à une période d'injection du spray : phase initiale d'établissement, phase de régime permanent et phase de terminaison. Panao et Moreira [9] proposent pour chacune de ces phases de modéliser l'échange thermique entre le liquide et la paroi chauffée par un nombre de Nusselt égal au produit de monômes de nombres adimensionnels. Le nombre capillaire Ca et le nombre de Laplace La sont introduits en remplacement des nombre de Reynolds Re et de Weber We :

$$Nu = a\lambda^b Pr^c Re^d We^e Ja^f \quad (1.55)$$

où λ est le nombre moyen de gouttelettes impactant dans un voisinage proche de rayon δr correspondant à un rayon d'interaction défini par Roisman et Tropea [55], pendant δt :

$$\lambda = \pi(\delta r)^2 \delta t \dot{q}_d \quad (1.56)$$

où \dot{q}_d est le nombre de gouttes impactantes par unité de surface et de temps. δt est l'intervalle de temps sur lequel est mesuré le nombre de gouttelettes impactantes.

4. Modélisation du film de vapeur

Différents modèles du phénomène de Leidenfrost sont disponibles dans la littérature. A titre d'exemple, Biance et al.[56] ont considérés le cas d'une goutte sessile d'eau déposée sur une paroi en aluminium chauffée à 300°C (figure I.17). Une technique de diffractométrie laser permet alors de mesurer l'épaisseur du film de vapeur se formant entre la surface intérieure de la goutte étalée et la paroi. Ce film croît en fonction du rayon de la goutte étalée $R_{\text{étal}}$, mais demeure inférieur à 100 μm pour un rayon de goutte étalée de l'ordre de 8 mm. Cette très faible épaisseur conduit Biance et al. [56] à considérer que les transferts sont purement

conductifs dans le film et ainsi, le flux de chaleur Q_w apporté à la goutte étalée, supposée cylindrique, est proportionnel au gradient de température $\Delta T_{film}/\delta$ dans le film de vapeur, où $\Delta T_{film} = T_w - T_{eb}$:

$$Q_w = \lambda_v \frac{\Delta T_{film}}{\delta} \pi R_{\acute{e}tal}^2 \quad (1.57)$$

En régime quasi-permanent, hypothèse raisonnable dans le cas d'une goutte sessile, ce flux de chaleur étant utilisé exclusivement pour vaporiser la goutte ; il est alors possible d'écrire :

$$L_v \frac{dm}{dt} = \lambda_v \frac{\Delta T_{film}}{\delta} \pi R_{\acute{e}tal}^2 \quad (1.58)$$

où L_v est la chaleur latente d'évaporation du liquide et λ_v la conductivité thermique de la vapeur.

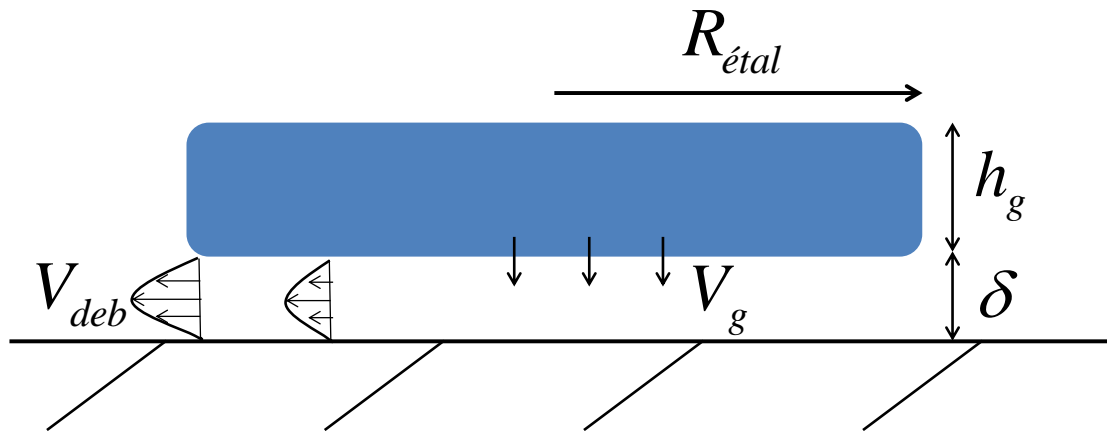


figure I.17 : Schéma représentant une goutte sessile en évaporation sur une paroi chaude, ainsi que les notations utilisées dans la modélisation de ces échanges

En introduisant la vitesse débitante V_{deb} dans le film de vapeur, les auteurs montrent :

$$\frac{dm}{dt} = \rho_v 2\pi R_{\acute{e}tal} V_{deb} \quad (1.59)$$

où $R_{\acute{e}tal}$ est le rayon d'étalement de la goutte à un instant donné. En supposant un écoulement de Poiseuille dans le film vapeur et en utilisant l'approximation de la lubrification, il est possible de déterminer le taux d'évaporation de la goutte :

$$\frac{dm}{dt} = \rho_v \frac{2\pi\delta^3}{3\mu_v} \Delta P \quad (1.60)$$

où ΔP est la pression imposée par la goutte et μ_v est la viscosité dynamique de la vapeur.

Dans le cas d'une goutte sessile, la pression est d'origine purement hydrostatique et peut s'exprimer par :

$$\Delta P = \rho_l g h_g \quad (1.61)$$

où h_g est l'épaisseur de la goutte étalée supposée cylindrique. Les équations (1.58), (1.60) et (1.61) permettent ainsi de déterminer une expression de l'épaisseur du film de vapeur δ :

$$\delta = \left(\frac{3\lambda_v \Delta T_{film} \mu_v}{2L_v \rho_v \rho_l g h_g} \right)^{1/4} R_{étal}^{1/2} \quad (1.62)$$

Guo et Mishima [57] s'intéressent quant à eux à l'impact d'une goutte sur une paroi en régime de Leidenfrost dans le cas exclusif du rebond. Les auteurs considèrent une hypothèse quasi-stationnaire de la gouttelette au cours de sa déformation. Comme la goutte n'est plus sessile, le bilan des forces fait intervenir l'intégrale des forces de pression exercées sur la surface d'étalement de la goutte et la force de poussée exercée par la goutte incidente. Cette dernière est liée à la quantité de mouvement incidente de la goutte rapportée à son temps de séjour t_{sej} à la paroi. Le bilan des forces peut ainsi être écrit, en négligeant le poids de la goutte :

$$\int_{r=0}^{r=R_{max}} 2\pi r \Delta P dr = \frac{2mV_{i,n}}{t_{sej}} \quad (1.63)$$

où m est la masse de la goutte incidente, $V_{i,n}$ est sa vitesse incidente normale et R_{max} le diamètre d'étalement maximum.

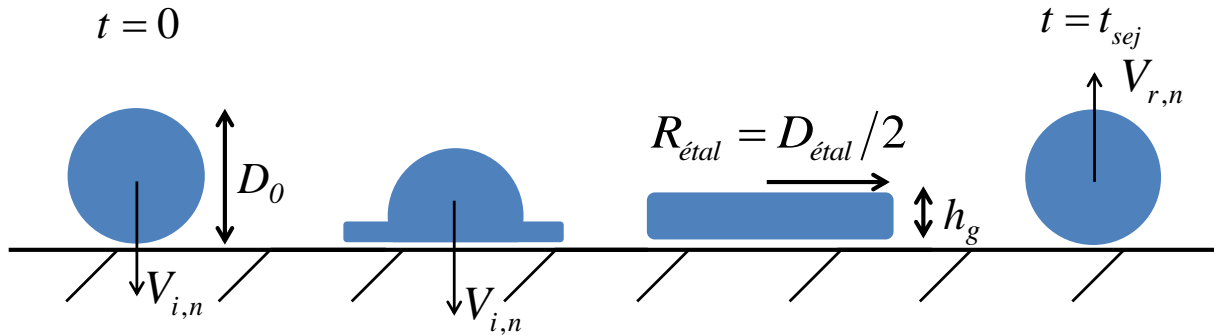


figure I.18 : Schéma illustrant l'aspect dynamique de la goutte lors de l'impact sur une paroi dans le cas du rebond.

La vitesse massique de vapeur G_v s'échappant sous la goutte est définie, tout comme dans le cas de Bianco [56] par :

$$G_v = \lambda_v \frac{T_w - T_{sat}}{\delta \Delta h_v} \quad (1.64)$$

où $\Delta h_v = L_v + C_{p_v}(T_v - T_{sat})$, avec T_v la température de la vapeur. L'équation de la conservation de la masse leur donne :

$$\pi R_{étal}^2 G_v = \int_0^\delta 2\pi r u_v \rho_v dz \quad (1.65)$$

où u_v la vitesse de l'écoulement de la vapeur s'obtient à partir de l'équation de quantité de mouvement de la vapeur :

$$\frac{dp_v}{dr} = \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial z^2} \quad (1.66)$$

dont les conditions aux limites sont $u_v(r, 0) = 0$ et $u_v(r, \delta) = 0$.

Cet ensemble d'équation mène à :

$$\Delta P = \frac{3\mu_v \lambda_v \Delta T_{film}}{\rho_v \delta^4 L_v} (R_{max}^2 - R_0^2) \quad (1.67)$$

L'épaisseur du film de vapeur peut alors être déduite des équations précédentes, en rappelant que D_{max} correspond au diamètre d'étalement maximum :

$$\delta = \left(\frac{9\mu_v \lambda_v \Delta T_{film} t_{sej} D_0}{32\rho_l \rho_v L_v V_{i,n}} \right)^{1/4} \left(\frac{D_{max}}{D_0} \right) \quad (1.68)$$

L'énergie extraite à la paroi s'obtient donc par intégration du flux thermique conductif à travers le film de vapeur :

$$Q = \int_0^{t_{sej}} \frac{\lambda_v \Delta T_{film} \pi D_{max}^2 / 4}{\delta} dt = \frac{\lambda_v \Delta T_{film} t_{sej} \pi D_{max}^2}{4} \left\{ \frac{32\rho_l \rho_v L_v V_{i,n}}{9\mu_v \lambda_v \Delta T_{film} t_{sej} D_{max}} \right\}^{1/4} \quad (1.69)$$

5. Conclusion

a. Les aspects dynamiques

Les interactions gouttes/paroi, en régime de Leidenfrost ont fait l'objet de nombreuses études avec une investigation toute particulière des aspects dynamiques. Une partie de ces études s'intéresse à la phénoménologie de l'impact d'un spray, mais les conclusions sont assez difficiles à tirer étant donnée la complexité des phénomènes. Les études les plus pertinentes concernent celles s'intéressant à des gouttes individuelles ou des trains de gouttes monodisperses. Les principaux résultats concernent le diamètre d'étalement maximum de la goutte, les coefficients de restitution cinématique (longitudinaux et tangentiels), ainsi que le cas échéant les distributions en taille et en vitesse des gouttes secondaires réémises. Cependant, la grande variabilité des conditions expérimentales, en termes de diamètres de gouttes, vitesse incidente, propriétés physiques des liquides utilisés laisse place à des études complémentaires tentant d'unifier ces données et en représentant leur évolution à l'aide de nombres adimensionnels pertinents.

b. Les aspects thermiques

L'étude des transferts thermiques lors de l'interaction goutte/paroi est quant à elle bien moins documentée dans la littérature. La grande majorité des études sont fondées sur des mesures de flux extrait effectuées sur la paroi chauffée instrumentée à l'aide de thermocouples. De plus, les différents résultats expérimentaux publiés dans la littérature laissent apparaître une grande disparité quant à par exemple l'efficacité du refroidissement en fonction des différents paramètres caractérisant l'impact (nombre de Weber incident, diamètre des gouttes). Aucune des études n'aborde réellement le mécanisme d'extraction de chaleur en régime de Leidenfrost et en particulier la chaleur sensible emportée par les gouttes secondaires (issues

de rebonds ou de splashing) n'a jamais été abordée du fait de l'absence de techniques de mesures de température de gouttes fortement déformées.

II. Dispositif expérimental

L'objectif de ces travaux est la caractérisation des transferts thermiques lors de l'impact de goutte sur paroi, en effectuant le bilan le plus complet des différents flux mis en jeu. Nous avons choisi de limiter l'étude à une configuration simplifiée, le train de gouttes monodisperse. Ce dispositif (figure II.1) permet d'étudier l'influence de différents paramètres le plus indépendamment possible, tels que la fréquence d'impact, le diamètre des gouttes à l'injection, la température d'injection, la vitesse normale des gouttes à l'impact. Le système choisi pour effectuer le chauffage de la paroi est l'induction électromagnétique. Ce choix s'est imposé car il permet un accès visuel des faces avant et arrière de la paroi. Ainsi, la caractérisation du bilan des flux impliqués combinera une mesure de chaleur sensible en face avant et une mesure du flux extrait par thermographie infrarouge en face arrière.

Dans ce chapitre nous nous efforcerons de décrire le dispositif de génération d'un train de gouttes monodisperse, le système de chauffage de la cible par induction électromagnétique, ainsi que le type de cible choisie.

1. L'injecteur

L'injecteur, destiné à générer un train de gouttes monodisperse est un dispositif piézoélectrique, produit par FMP Technology, de type MTG-01-G1 (figure II.2). Il est constitué d'un corps tubulaire fixe, au sein duquel circulera le fluide. Au sommet de celui-ci se trouve une céramique piézoélectrique équipée de deux électrodes métalliques, reliées à un générateur de tension alternative. L'alimentation en liquide du jet s'effectue à partir d'un réservoir pressurisé contenant le liquide que l'on souhaite injecter (figure 2.4). Ce réservoir a pour but de contrôler la pression d'injection, comprise entre 0.5 et 3 bars. Ainsi, le débit en sortie de l'injecteur peut être contrôlé. La pression est maintenue constante au cours des expériences, pour ainsi assurer un débit et une vitesse des gouttes constants dans le temps.

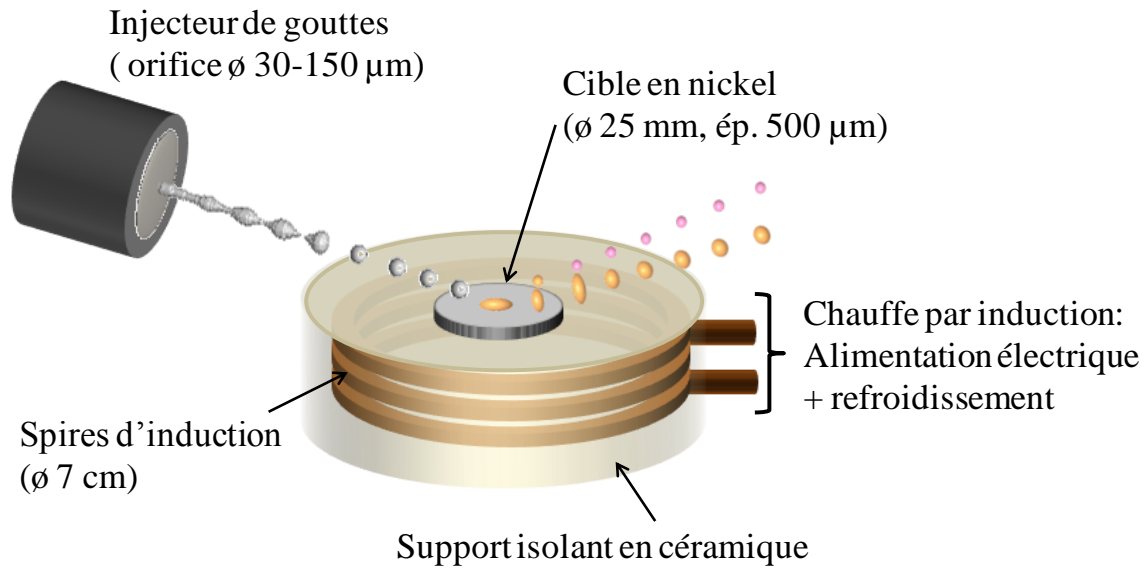


figure II.1 : Schéma du dispositif expérimental général.

En sortie du tube cylindrique d'alimentation, se trouve un diaphragme composé à 95% de platine et 5% d'iridium (différents diamètres $D_{diaph} = 50, 80, 100 \mu\text{m}$) à travers lequel est forcé le liquide. La tête de l'injecteur est composée d'un joint d'étanchéité, du diaphragme, d'une plaque support, le tout contenu dans une gaine de montage.

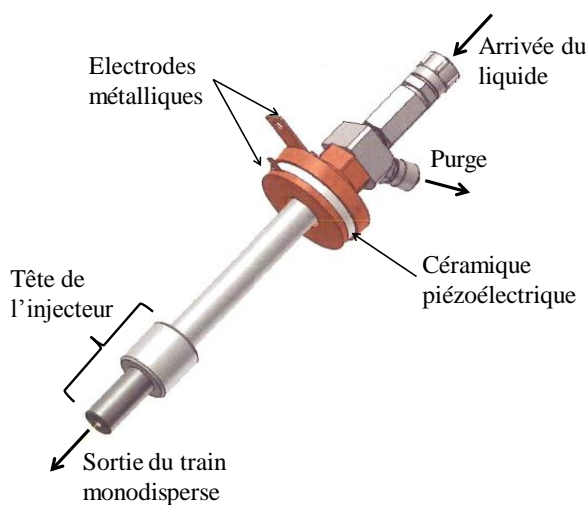


figure II.2 : Schéma général de l'injecteur piézoélectrique.



figure II.3 : Image ombroscopique rapide d'un train de gouttes monodisperse.

Cette dernière est ensuite maintenue grâce à un écrou borgne (figure II.6) permettant ainsi de fixer l'ensemble de la tête de l'injecteur et d'assurer l'étanchéité à l'aide d'un joint. Il est possible de modifier le diaphragme présent dans la tête de l'injecteur suivant la taille des gouttes souhaitées, le diamètre de l'orifice pouvant varier entre 30 μm et 150 μm .

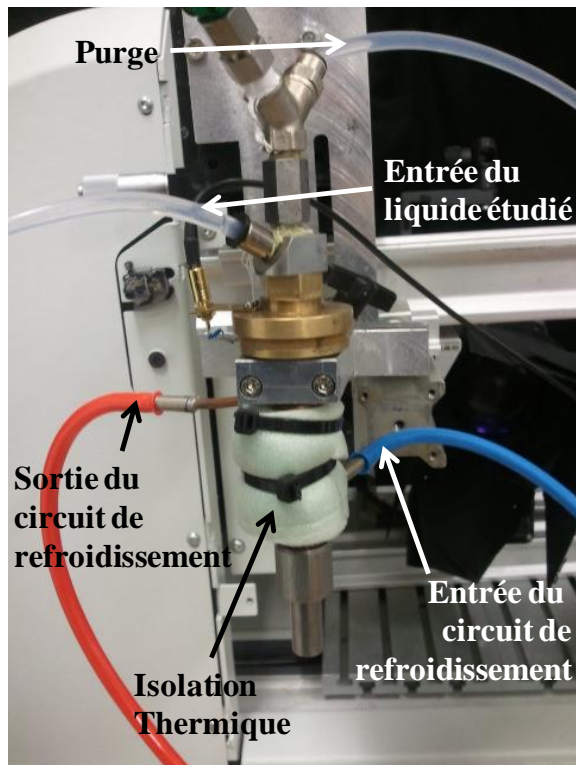


figure II.4 : Photographie du dispositif d'injection de gouttes,

Le liquide étudié sort de l'injecteur sous forme d'un jet cylindrique, naturellement instable, qui va se fragmenter. On pourra alors, grâce à la vibration imposée par la céramique piézoélectrique, mener à la formation d'un train de goutte monodisperse (figure II.3). Celui-ci consiste en une succession de gouttes de même taille, même vitesse et périodiquement espacée après la phase de fragmentation primaire.

En effet, la céramique se déforme lorsqu'on lui impose une impulsion électrique. Ainsi, en appliquant une tension électrique alternative de type créneau, on pourra alors placer le jet cylindrique dans le cas d'une configuration spécifique d'une instabilité de Rayleigh. Il en découlera pour des fréquences bien choisies et proche de la fréquence de désintégration du jet, une ondulation périodique de la surface extérieure du jet, puis une fragmentation en gouttes à intervalle périodique. On définit, lorsque le jet est monodisperse, la distance L_0 entre les gouttes comme étant égale à :

$$L_0 = \frac{V}{f_{inj}} \quad (2.1)$$

où f_{inj} est la fréquence d'injection des gouttes et V la vitesse locale des gouttes. On définit alors un terme usuellement appelé le paramètre de distance comme étant :

$$C = \frac{L_0}{D} = \frac{V}{f_{inj} D} \quad (2.2)$$

où V et D sont respectivement le diamètre et la vitesse locale des gouttes du train monodisperse. La fréquence d'injection des gouttes est alors ajustable en modifiant la fréquence appliquée à la piézocéramique et en vérifiant qu'il s'agit d'un point de fonctionnement stable assurant la monodispersité du train de gouttes.

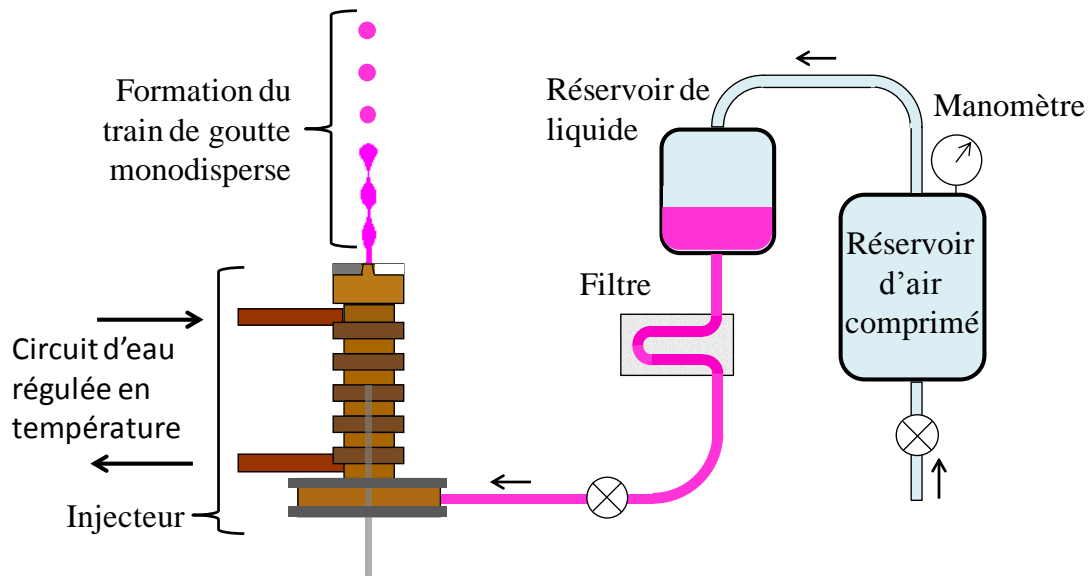


figure II.5 : Schéma du dispositif d'alimentation de l'injecteur

En effet, pour chaque diaphragme employé, il existe une fréquence optimale associée au diamètre du diaphragme [58], mais aussi à la vitesse de sortie du jet cylindrique :

$$f_{opt} \approx 0.198 \frac{V_0}{D_{diaph}} \quad (2.3)$$

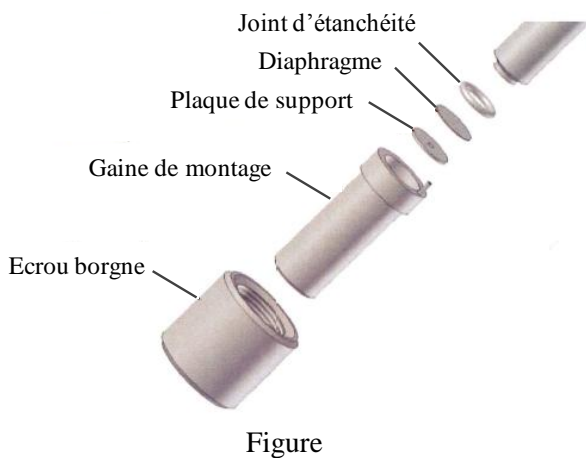


figure II.6 : Schéma détaillé des différents composants de la tête de l'injecteur.

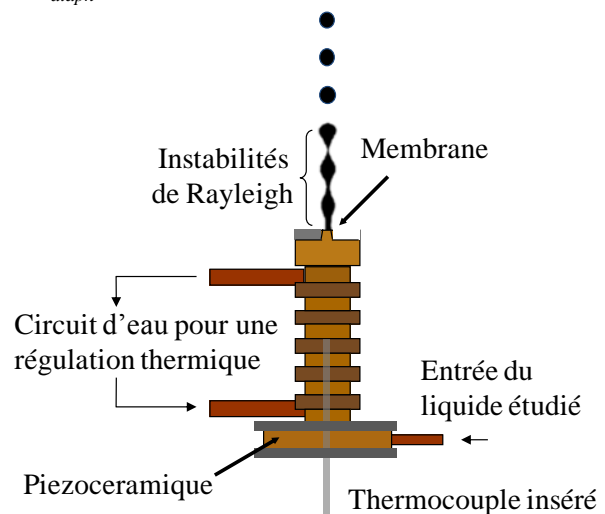


figure II.7 : Schéma détaillé de l'injecteur et de son système de régulation en température.

Hormis la possibilité de pouvoir contrôler de manière relativement indépendante plusieurs paramètres, la configuration du train de gouttes monodisperse est particulièrement intéressante du fait qu'en un point donné de l'espace, toutes les gouttes passeront en ce point avec les mêmes propriétés physique, dynamiques et thermiques. Il est alors possible de réaliser des moyennes temporelles très précises et effectuer une exploration spatiale pas à pas du train de gouttes, ce qui revient à suivre l'évolution temporelle des gouttes.

En pratique, à débit constant, le diamètre D_0 des gouttes qui compose le train peut être déterminé par une simple mesure par débitmètre volumique, grâce à la relation suivante :

$$D_0 = \sqrt[3]{\frac{6m_{débit}}{\pi \rho_l f_{inj} t_{débit}}}$$

avec ici, $m_{débit}$ la masse mesurée de liquide durant le temps $t_{débit}$ de la débitmétrie, et f_{inj} la fréquence imposée à la piézocéramique et ρ_l la masse volumique du liquide.

Dans le but de contrôler la température du liquide injecté, un serpentin est monté (figure II.7) autour du corps de l'injecteur. De l'eau, dont la température est réglée entre 1°C et 80°C environ par un bain thermostaté, circule dans ce serpentin. Un thermocouple est inséré dans le corps de l'injecteur, permettant de connaître à tout instant la température du fluide juste avant l'orifice d'injection. Enfin, un système de purge va permettre d'éliminer toutes bulles indésirables dans l'injecteur permettant une bonne circulation du fluide dans le corps de ce dernier. L'injecteur muni de tous ses dispositifs annexes est illustré sur la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** Cet ensemble permet d'obtenir des gouttes de différents diamètre, vitesse, mais aussi pour différentes température et fréquences d'injection. Cet ensemble de variables donnent un important nombre de degrés de liberté dans les paramètres d'injection du train de gouttes monodisperse, telle que la température d'injection T_{inj} , comme indiqué dans le tableau II-1.

II-1.

Plage de variation de fréquence	Plage de variation de diamètre	Plage de variation de vitesse	Plage de variation de la température d'injection
$6000 \leq f_{inj} \leq 30000 \text{ Hz}$	$80 \leq D_0 \leq 300 \mu\text{m}$	$7 \leq V_i \leq 13 \text{ m.s}^{-1}$	$5 \leq T_{inj} \leq 70^\circ\text{C}$
<i>tableau II-1 : Plage de variation de l'ensemble des paramètres d'injection des gouttes</i>			

L'injecteur est monté sur une rotule, ce qui permet de régler l'angle avec lequel le train de gouttes impactera sur la plaque et ainsi modifier la vitesse normale des gouttes par rapport à la cible chauffée. Ce dispositif est lui-même fixé sur un déplacement automatisé sur deux axes. Celui-ci est utilisé pour déplacer la position de dispositif d'injection avec une précision de l'ordre de 50 μm . Des réglages plus fins, d'une précision de l'ordre 10 μm , peuvent être réalisés à l'aide de vis micrométrique disposée sur le support de l'injecteur.

2. La paroi chauffée

La paroi destinée à être chauffée est une cible composée de 99,9% de Nickel, de rayon 25 mm et d'une épaisseur de 0.5 mm. Il faut avant tout un matériau ferromagnétique pour permettre son chauffage par induction électromagnétique. Les trois principaux corps purs qui respectent cette condition sont le fer, le cobalt et le nickel. Le nickel a été choisi pour l'absence de transition de phase dans la gamme des températures étudiées. Les propriétés physiques du Nickel sont données dans le tableau 1.2. Cette cible de nickel est posée sur un support cylindrique en céramique, limitant les pertes de chaleur de la cible par conduction vers le support (figure II.8).

Masse Volumique	Conductivité thermique	Capacité calorifique	Diffusivité thermique
$\rho_{Ni} = 8900 \text{ kg.m}^{-3}$	$\lambda_{Ni} = 90.4 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$	$Cp_{Ni} = 444 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$	$a_{Ni} = 23.10^{-6} \text{ m}^2.s^{-1}$
tableau 1.2 : Propriétés physique du Nickel à $T = 22^\circ\text{C}$			

Les dimensions de la cible ont été déterminées afin de pouvoir réaliser les mesures thermiques souhaitées. L'objectif est de mesurer le flux extrait à la paroi par thermographie infrarouge sur la face de la cible opposée à celle où se produit l'impact des gouttes. L'estimation du flux extrait repose l'hypothèse de l'uniformité de la température dans la plaque dans les deux directions de l'espace, en l'absence d'impacts de gouttes. Cette hypothèse de petit corps est valable lorsque le nombre de Biot (équation(2.4)) est très inférieur à 1 (typiquement $Bi < 0.1$) :

$$Bi = \frac{h e}{\lambda_{Ni}} \quad (2.4)$$

où h est le coefficient de transfert thermique, e l'épaisseur de la cible de Nickel et λ_{Ni} la conductivité thermique du Nickel.

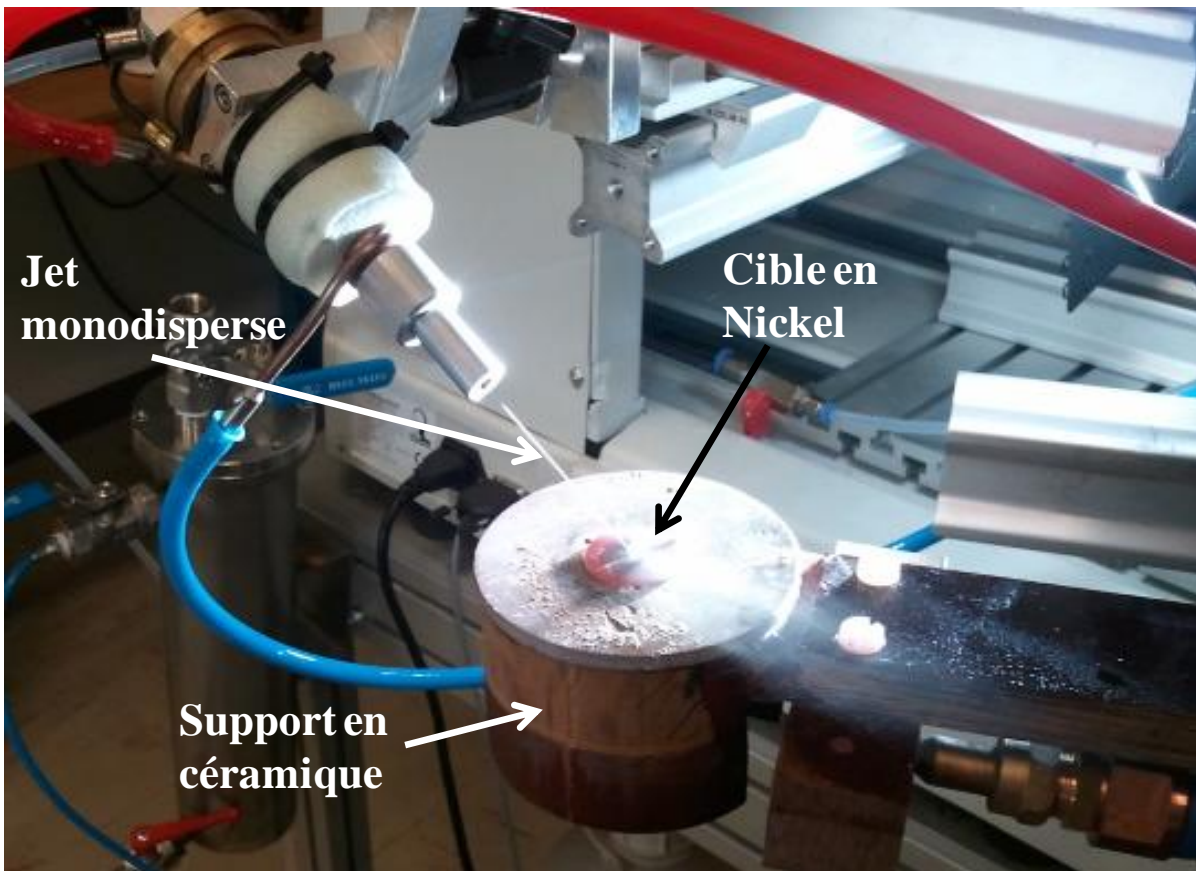


figure II.8 : Illustration du dispositif du support en céramique et de la cible de nickel chauffée sur laquelle impacte le train de gouttes monodisperse

Le coefficient de transfert thermique est évalué à $h_{tot} = 60 W.m^{-2}.K^{-1}$ (voir chapitre II). Lorsque le nombre de Biot est égal à 0,1, l'hypothèse de petit corps est alors valable pour des épaisseurs inférieures à :

$$e = \frac{Bi \lambda_{Ni}}{h_{tot}} = \frac{0,1 \times 90,4}{60} = 15,6 \text{ cm}$$

La cible de nickel, d'une épaisseur de 0,5 mm, peut donc être considérée de température uniforme dans son épaisseur. Le temps caractéristique de la diffusion thermique dans la cible peut être estimé par $\frac{e^2}{a_{Ni}}$ temps qu'il faut comparer avec le temps entre chaque impact de gouttes, à savoir l'inverse de la fréquence d'arrivée des gouttes f_{inj} :

$$\frac{e^2}{a_{Ni}} f_{inj} = \frac{(5.10^{-4})^2}{23.10^{-6}} 10000 = 109 \quad (2.5)$$

Autrement dit le temps caractéristique de conduction de la chaleur est 100 fois plus grand que le temps caractéristique des impacts, ce qui implique que l'ensemble des gouttes arrivent sur la paroi dans les mêmes conditions thermiques.

D'autre part, le chauffage par induction étant rapide, les contraintes thermiques subis par la cible de nickel sont importantes, ce qui peut induire une déformation de cette cible. Pour cela, une épaisseur minimale de 0,5 mm a été choisie. Cependant, il s'avère nécessaire de renouveler fréquemment la cible : en effet, celle-ci se déforme mais aussi s'érode du fait des impacts successifs de gouttes à haute fréquence. Ainsi, une grande quantité de cibles de nickel a été fabriquée afin de les interchanger de manière fréquente.

De plus, ces cibles nécessitent un traitement de surface minutieux, dans la mesure où leur émissivité ainsi que leur rugosité doivent être strictement contrôlées. Pour cela, une couche d'oxyde est créée au préalable sur la surface de la cible (figure II.9), couche qui est formée par un chauffage de cette dernière à des températures supérieures à 600°C. En effet, au-delà de cette température, une couche d'oxyde de Nickel (Ni-O) se forme de manière stable. Cette couche d'oxyde permet l'obtention d'une émissivité uniforme et reproductible sur l'ensemble de la cible.

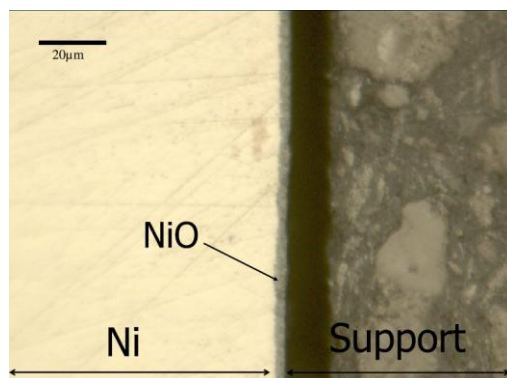


figure II.9 : Vue microscopique de l'échantillon et de sa couche d'oxyde, réalisée par microscopie optique à lumière polarisée, d'après la thèse de Lelong [59]

Les dispositifs de mesure étant fixes et préalablement alignés, le train de gouttes monodisperse intercepte en quasi-permanence le même point d'impact au centre de la cible de nickel, ce qui induit une érosion rapide de la surface de celle-ci. Ceci peut alors entraîner une modification des conditions dynamiques de l'impact. De plus, comme explicité précédemment, du fait des contraintes thermiques élevées, il apparaît de manière progressive une déformation de la cible, rendant par la suite cette dernière inutilisable.



figure II.10 : Dispositif de polissage utilisé afin d'obtenir un état de surface lisse (Presi Minitex 265).

Lorsque la déformation de la cible de nickel reste faible, il est possible de réduire très fortement la rugosité de la surface de la cette dernière par polissage (machine Presi Minitex 265), assurant un état de surface quasi-lisse. Grâce aux multiples abrasifs de granulométrie décroissante, le dernier abrasif consistant en de la poudre d'alumine de 10 \AA , il est possible de maîtriser la rugosité de manière précise. Ainsi, les conditions opératoires seront fixées avec une rugosité dont le paramètre R_a est très inférieur au diamètre des gouttes, R_a étant la moyenne des rugosités de la paroi sur l'ensemble de la surface.

3. Le système de chauffage par induction électromagnétique

Pour assurer le chauffage de la cible de nickel, un dispositif d'induction électromagnétique a été mis au point. En effet, des mesures par thermographie infrarouge seront effectuées en face arrière, il sera donc impossible d'insérer une cartouche chauffante dans la paroi, sous de perturber fortement le flux infrarouge en face arrière. En revanche, le chauffage par induction est non-intrusif et il permet un accès optique des deux faces de la cible de nickel. En effet, la bobine d'induction est insérée dans un support cylindrique en céramique de telle sorte à que la face inférieure de la cible de nickel soit visible (figure II.11 et figure II.12).

Pour chauffer cette dernière par induction électromagnétique, il est nécessaire de créer des courants induits au sein de celle-ci. Pour cela, dans les spires d'induction circule un courant alternatif, induisant un champ magnétique variable (figure II.13). La cible de nickel étant fixe dans ce champ oscillant, un courant induit alternatif prend naissance dans celle-ci.

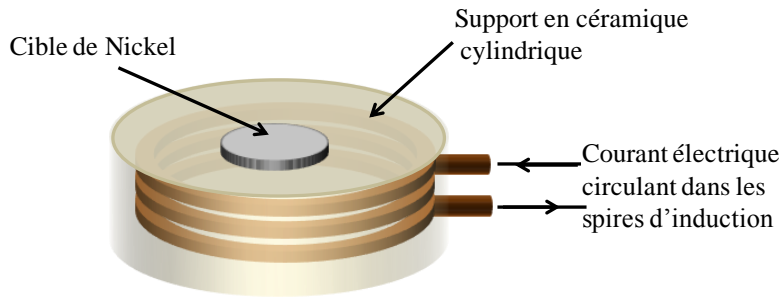


figure II.11 : Schéma du système de chauffage par induction électromagnétique

Cependant, l'apparition de courants dans la cible de nickel n'est pas suffisante pour chauffer de manière efficace cette dernière. Pour des fréquences élevées, le courant a tendance à ne circuler qu'en surface des conducteurs (effet de peau), ce qui va diminuer la section utile où il circule et ainsi augmenter la résistance du conducteur. Comme la chaleur dissipée par effet Joule dans un conducteur où circule un courant électrique est proportionnelle à la résistance de celui-ci, plus la section utile sera faible et plus la résistance sera grande. L'épaisseur de peau δ_{peau} se calcule par :

$$\delta_{\text{peau}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_{\text{Ni}} \cdot \mu_{\text{Ni}} \cdot \pi \cdot f}}$$

où σ_{Ni} est la conductivité électrique du matériau de la cible, μ_{Ni} est la perméabilité magnétique, et f la fréquence du courant électrique. Les propriétés électriques du nickel sont :

- conductivité électrique : $\sigma_{\text{Ni}} = 14,3 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$
- perméabilité du nickel est donnée par : $\mu_{\text{Ni}} = \mu_0 \mu_r$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$), et μ_r la perméabilité magnétique relative au nickel. On obtient alors la perméabilité magnétique du nickel :

$$\mu_{\text{Ni}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \times \mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7} \times 600 = 7,5410^{10} \text{ H.m}^{-1}$$

Travaillant à une fréquence auto-adaptative de l'ordre de 20kHz, l'épaisseur de peau calculée est d'environ 7 μm . Ainsi, le courant électrique circule donc majoritairement dans cette fine couche de la cible de nickel, entraînant un chauffage par effet Joule très important. Cette surchauffe obtenue en périphérie diffuse ensuite par conduction thermique dans l'ensemble de la cible.

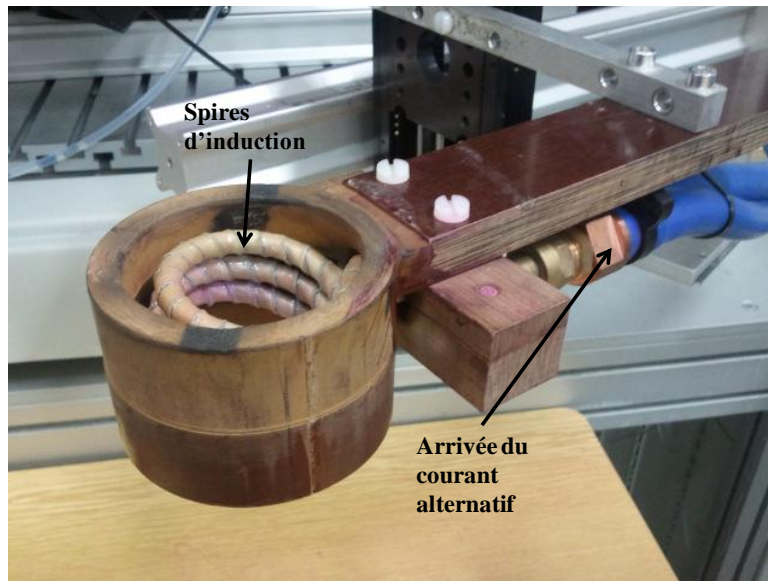


figure II.12 :
Support en
céramique et
système de
chauffage par
induction.

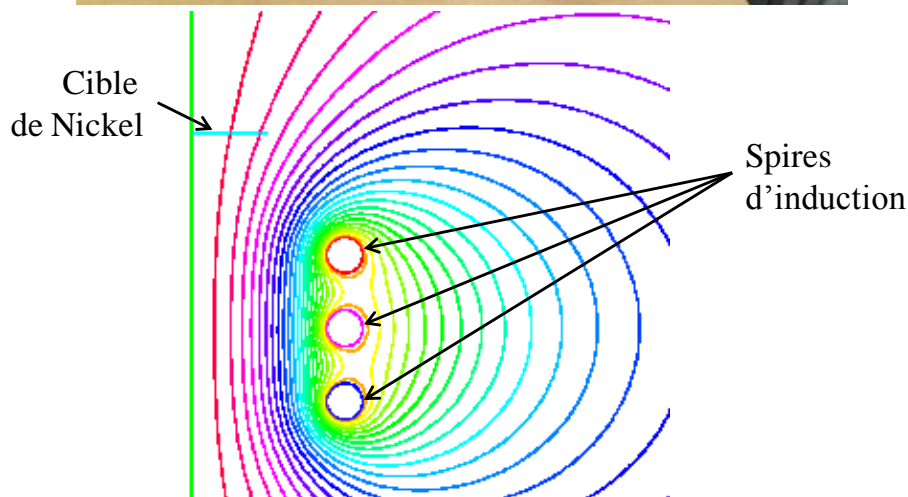


figure II.13 :
Schéma des lignes
du champ
magnétique au
voisinage de la
cible de nickel

Ce système de chauffage donne des résultats tout à fait satisfaisants avec la cible de nickel : le régime permanent peut être maintenu pour une température de surface se situant bien au-delà de la température de Leidenfrost, de l'ordre de 600°C . Lors de l'impact du train de gouttes, une puissance nominale de 2,5 kW est amplement suffisante, alors qu'une puissance électrique de 10kW est disponible. Cependant, le développement d'une telle puissance nécessite un refroidissement important de la bobine d'induction. Un groupe froid alimente le circuit de refroidissement de la bobine avec un débit de glycol, dont la température est régulée aux alentours de 13°C . Ainsi, l'ensemble du dispositif de chauffage est maintenu à une température de fonctionnement nominale qui ne présente aucun danger de surchauffe.

Chapitre

III. Mesure du flux thermique extrait à la paroi

L'estimation du flux extrait à la paroi par le train de goutte repose sur la mesure de la température de la cible en nickel sur la face opposée aux impacts de gouttes, à l'aide d'une caméra infrarouge. Celle-ci visualise la cible de nickel déposée sur un support en céramique, sur sa face arrière. Cette mesure en face arrière présente l'avantage de laisser la face avant libre de tout accès optique supplémentaire permettant alors d'utiliser d'autres techniques de mesures, telles que la 2cLIF et l'ombroscopie rapide. Dans cette section, nous nous attacherons à présenter la technique de mesure par thermographie infrarouge. La connaissance de la température de la face arrière servira à estimer le flux extrait à la paroi par le train de goutte. Le dispositif expérimental sera présenté dans un premier temps, puis suivra le modèle d'inversion thermique et ensuite la procédure de mesure de flux extrait sera décrite. Précisons par ailleurs que cette technique et le dispositif de mesure n'ont pas été développés au cours de cette étude, mais durant les travaux de thèse de Frank Lelong [59].

1. Dispositif expérimental et mesure de température par utilisation d'une caméra infrarouge

a. Dispositif expérimental

Le dispositif employé est similaire à celui présenté au chapitre II. L'avantage de ce dispositif étant de permettre un accès optique en face arrière, aucune modification n'est apportée au dispositif. L'image de la face arrière de la cible en nickel est renvoyée à l'aide d'un miroir infrarouge sur une caméra infrarouge de type Cedip Jade III (figure III.1). La cible en nickel n'est pas déposée directement sur le support isolant, composé de stumatite (conductivité thermique $\lambda_{stum} = 1,39 W.m^{-1}.K^{-1}$) mais repose sur des picots sphériques en céramique de verre de diamètre 1,5mm (conductivité thermique : $\lambda_{ceram} = 1,46 W.m^{-1}.K^{-1}$) eux-mêmes disposés dans des cavités sphériques aménagées dans le support en céramique de diamètre de 1,9mm. Ces picots sont au nombre de 3 et sont répartis à angles égaux de 120° afin de maintenir la cible la plus horizontale possible. Ces picots servent en majeure partie à limiter les pertes thermiques par conduction de la cible vers le support en céramique. Des tiges de 1mm de diamètre sont aussi placées autour de la cible de nickel afin de la centrer sur le support et d'empêcher son déplacement. Comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, le porte échantillon abrite les spires d'induction qui permettent de chauffer la cible en nickel.

La caméra infrarouge est une caméra matricielle d'une résolution de 320x240 pixels. Un objectif de 200mm est monté sur la caméra en complément d'une bague allonge de 35mm. La distance focale de 2m permet de placer la caméra à bonne distance de la scène. Pour des raisons de compacité, la caméra est disposée horizontalement sur un rail, au bout duquel un miroir renvoie l'image de la face arrière de la cible (figure III.1). La caméra dispose d'une matrice de détecteur quantique de type *Insb* (antimoniure d'Indium) fonctionnant dans la bande spectrale $[3,7-5,1\mu\text{m}]$ et d'un filtre monochromatique permettant de réduire cette bande à $[3,97-4,01\mu\text{m}]$. Ce type de caméra dispose d'une vitesse d'acquisition élevée (60 images par seconde) mais nécessite un refroidissement permanent, afin de fonctionner à une température inférieure à la température ambiante dans le but de diminuer le bruit thermique.

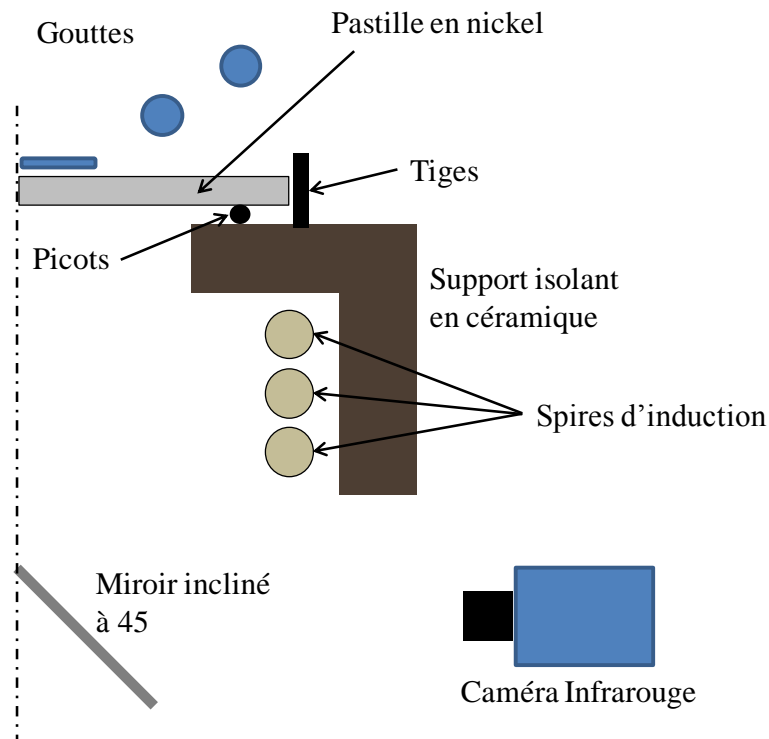


figure III.1 : Schéma du dispositif expérimental employé pour les mesures de flux par caméra infrarouge.

b. Mesure de la température de la face arrière

Une caméra infrarouge ne mesure pas directement un champ de température, mais un signal (Digital Level) DL_{vu} dépendant du flux de photons arrivant sur la matrice de détecteur, durant le temps d'ouverture de la caméra. Durant ce temps, le flux de photon mesuré DL_{vu} provient directement de la face arrière de la cible de nickel, autrement dit, de la scène thermique observée (DL_{st}). Il existe aussi une contribution thermique (DL_b) lié au bruit dû au rayonnement de la cavité du boîtier de la caméra, à la température T_b . On peut traduire ce signal mesuré par :

$$DL_{vu} = DL_{st}(T_{exp}) + DL_b \quad (3.1)$$

T_{exp} est la température de la face arrière de l'échantillon de nickel que l'on souhaite déterminée. La contribution DL_b peut être considérée comme étant le produit de l'émission propre du boîtier de la caméra β et de sa température T_b , auquel il est nécessaire d'ajouter d'une constante correspondant à un offset dû à la conversion analogique/numérique du signal :

$$DL_b = \beta \cdot T_b + C \quad (3.2)$$

Le flux de photons conduisant au signal DL_{vu} est la somme de plusieurs émissions (figure III.2) :

- L'émission propre de l'échantillon réfléchi par le miroir : $\rho \varepsilon_{Ni} DL^0(T_{exp})$
- L'émission de l'environnement réfléchi par l'échantillon et par le miroir : $\rho(1 - \varepsilon_{Ni}) DL(T_{env})$
- L'émission de l'environnement réfléchi par le miroir : $(1 - \rho) DL(T_{env})$

DL^0 est le flux de photons par pixel provenant d'une référence thermo-rayonnante, à savoir un corps noir (CN), ε_{Ni} l'émissivité de l'échantillon, ρ le coefficient de réflexion du miroir dans la bande spectrale visualisée par la caméra $\Delta\lambda$, et T_{env} la température de l'environnement ambiant.

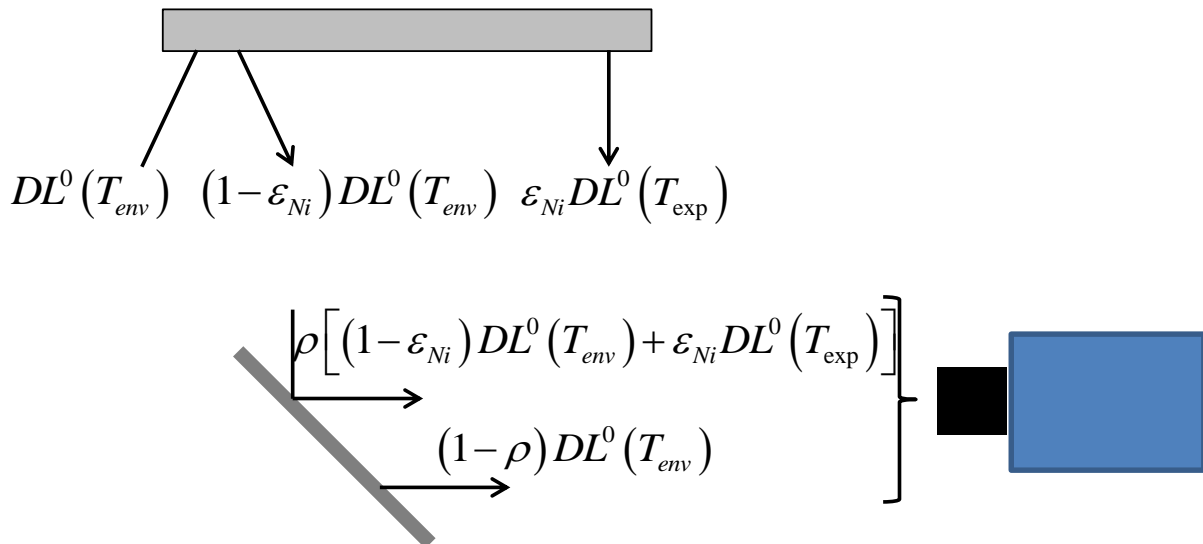


figure III.2 : Bilan radiatif de l'installation expérimentale permettant la mesure du flux thermique extrait à la paroi

Il est alors possible d'écrire pour la partie du flux venant de la scène thermique visualisée :

$$DL_{st}(T_{exp}) = \rho \varepsilon_{Ni} DL^0(T_{exp}) + \rho(1 - \varepsilon_{Ni}) DL^0(T_{env}) + (1 - \rho) DL^0(T_{env}) \quad (3.3)$$

qui peut se réécrire :

$$DL_{st}(T_{exp}) = \rho\varepsilon_{Ni}DL^0(T_{exp}) + (1 - \rho\varepsilon_{Ni})DL^0(T_{env}) \quad (3.4)$$

Ainsi, le flux de photon total reçu par la caméra infrarouge s'écrit sous la forme :

$$DL_{vu}(T_{exp}) = \rho\varepsilon_{Ni}DL^0(T_{exp}) + (1 - \rho\varepsilon_{Ni})DL^0(T_{env}) + DL_b \quad (3.5)$$

Afin de déterminer la température expérimentale de l'échantillon (la cible en Nickel ici), il est nécessaire de déterminer trois paramètres dans l'équation (3.5), à savoir :

- $DL^0(T_{exp})$, paramètre de la loi du corps noir (CN).
- DL_b , paramètre du rayonnement du boîtier de la caméra.
- $\rho\varepsilon_{Ni}$, produit de l'émissivité de l'échantillon et du coefficient de réflexion du miroir sur la bande spectrale $\Delta\lambda$ visualisée par la caméra..

Le paramètre, appelé « paramètre de la loi du corps noir » décrit l'évolution du flux de photon perçue par la caméra en fonction de la température de celui-ci. Ce paramètre ainsi que celui relatif au boîtier de la caméra s'obtiennent grâce un étalonnage de la caméra en utilisant ce même corps noir. Il suffit pour cela, de placer le corps noir face à la caméra, ce qui conduit à : $DL_{st} = DL^0$. La température du corps noir est ensuite modifiée, en s'assurant que l'équilibre thermique est atteint pour chaque point de mesure, où l'on mesure alors le flux de photons reçu. Cet étalonnage donne l'évolution du flux de photons vu par la caméra infrarouge en fonction de la température du corps noir $DL_{vu,exp}^0 = f(T_{exp})$, T_{exp} étant connue grâce à une sonde de température placée au sein du corps noir (figure III.3).

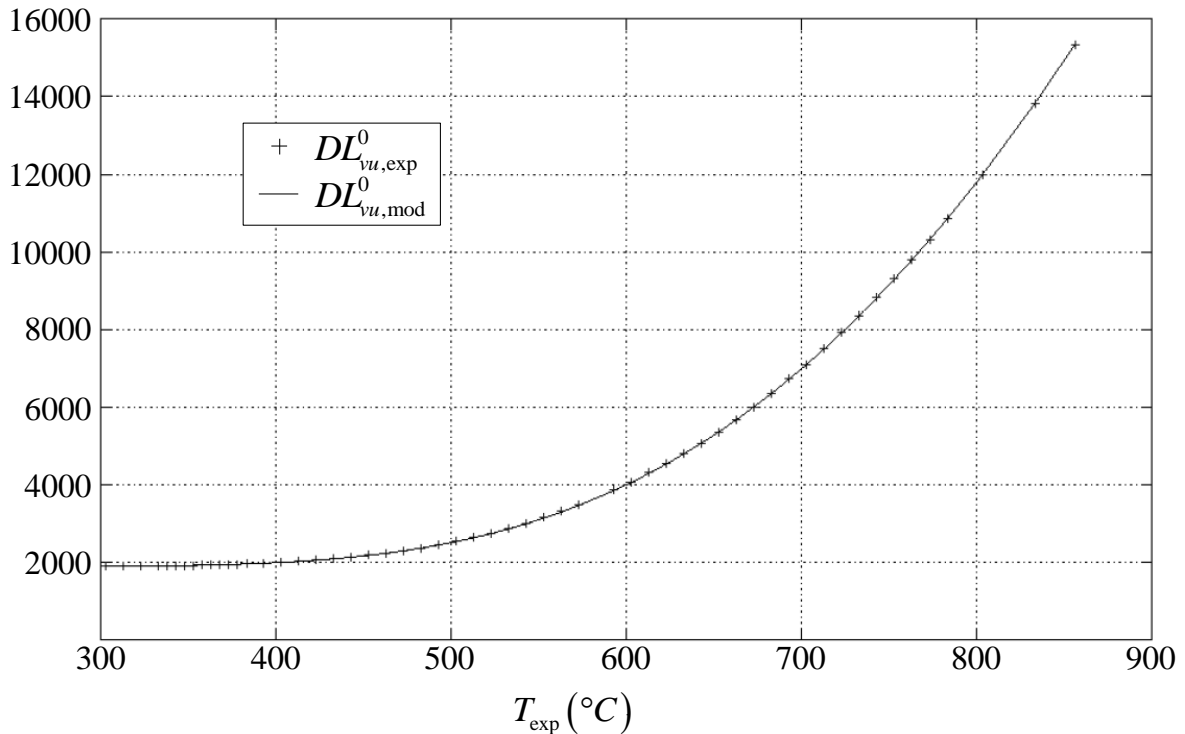


figure III.3 : Evolution du flux de photons mesuré par la caméra en fonction de la température de l'échantillon. Mesures extraites de [59].

Le flux de photon reçu par pixel par la caméra infrarouge et provenant du corps noir est directement proportionnel à la luminance du corps noir (L_λ^0) via un coefficient de proportionnalité, qui dépend des propriétés du détecteur de la caméra, des optiques utilisées ainsi que des paramètres d'acquisition. On peut alors modéliser le flux de photon par l'expression :

$$DL_{vu,mod}^0(T_{exp}) = DL^0 + DL_b = AL_\lambda^0 + DL_b \quad (3.6)$$

avec A une constante de proportionnalité. La loi de Planck donne l'expression de la luminance du corps noir L_λ^0 :

$$L_\lambda^0 = \frac{C_1}{\exp\left(\frac{C_2}{T_{exp}}\right) - 1} \quad (3.7)$$

L'équation (3.6) peut se réécrire, en posant $\beta_3 = DL_b$:

$$DL_{vu,mod}^0(T_{exp}) = \frac{\beta_1}{\exp\left(\frac{\beta_2}{T_{exp}}\right) - 1} + \beta_3 \quad (3.8)$$

où $\beta_1 = AC_1$ et $\beta_2 = C_2$. Ces coefficients se déterminent alors en minimisant l'écart entre le flux de photon vu par la caméra $DL_{vu,exp}^0$ connu expérimentalement grâce à un étalonnage, et le flux de photon modélisé de l'équation (3.8) $DL_{vu,mod}^0$. A l'aide de cet ensemble de coefficient, le paramètre de la loi du corps noir et celui du rayonnement du boîtier de la caméra sont connus. Il reste à déterminer le produit $\rho\varepsilon_{Ni}$ nécessaire à la conversion du flux de photon en un champ de température.

Ce produit entre l'émissivité de la cible de nickel ε_{Ni} et le coefficient de réflexion du miroir ρ s'obtient grâce à un nouvel étalonnage utilisant la caméra infrarouge. Ce second étalonnage s'effectue dans la configuration nominale de mesure de la température. La face arrière de la cible de nickel, chauffée par induction et dans laquelle est inséré un thermocouple est observée à l'aide de la caméra infrarouge à l'aide du miroir. Le chauffage par induction est ensuite coupé et deux mesures sont effectuées simultanément : à l'aide de la caméra infrarouge, l'évolution du flux de photon durant la phase de relaxation ainsi que la température de la cible de Nickel grâce au thermocouple. L'émissivité de la cible de nickel sur la face arrière ε_{Ni} étant supposée constante et homogène du fait de l'oxydation de cette dernière (voir le chapitre II), il est alors possible de déterminer le dernier paramètre $\rho\varepsilon_{Ni}$ permettant d'accéder à la température de la face arrière, dont l'expression finale est donnée par :

$$T_{\text{exp}}(K) = \frac{\beta_2}{\ln \left[\frac{\beta_1 \beta_1'}{(DL_{vu} - \beta_2) + 1} \right]} \quad (3.9)$$

où les paramètres β_i et β_i' sont des paramètres propres à l'échantillon, déterminés grâce aux différents étalonnages réalisés avec la caméra infrarouge. Dans le cas où la nature de l'échantillon viendrait à être modifiée, de nouveaux étalonnages devraient être réalisés afin d'obtenir les nouveaux paramètres correspondant.

2. Mesure du flux prélevé à la paroi

A l'aide de l'expression de la température de la face arrière en fonction du flux de photon reçu par la caméra infrarouge, le flux extrait à la paroi par le train de goutte peut être calculé. Le calcul de flux s'effectue pour chacun des points de fonctionnement par l'acquisition de deux mesures de température au cours du temps. Ces deux mesures de température, appelées relaxations, sont acquises suivant le même mode expérimental : la cible de nickel est chauffée par induction jusqu'à atteindre la température de fonctionnement, puis, une fois la température stabilisée, le chauffage par induction est coupé et l'évolution de la température de la cible est relevée au cours du temps. Dans le cas de la première mesure de relaxation, le train de goutte impacte la paroi, alors que dans la seconde mesure de relaxation, le train de goutte est coupé. Le calcul du flux nécessite au préalable une estimation de l'ensemble des pertes thermiques entre la cible de nickel et son environnement : il s'agit des pertes par rayonnement de la cible, de la convection avec l'air ambiant ainsi que la conduction au travers des billes en céramique vers le support en stumatite.

a. Estimation des pertes thermiques

Il est possible d'énumérer l'ensemble des pertes thermiques subies par la cible de nickel :

- Les flux radiatifs en face avant et face arrière Φ_{rad}^+ et Φ_{rad}^-
- Les flux convectifs en face avant et face arrière Φ_{conv}^+ et Φ_{conv}^-
- Le flux conductif au travers des sphères en céramique Φ_{cond}
- Le flux extrait à la paroi par le train de goutte Φ_w lors de la relaxation en présence des gouttes, qui correspond à la quantité recherchée

Cet ensemble de pertes est schématisé sur la figure III.4. Pour simplifier, un coefficient d'échange thermique total équivalent h_{EQ} avec l'environnement de la cible de nickel est défini comme étant la somme de l'ensemble des coefficients de transfert thermique par convection h_{conv}^i et rayonnement h_{rad}^i , en face avant ($i = +$) et arrière ($i = -$). Ces différents termes seront détaillés par la suite..

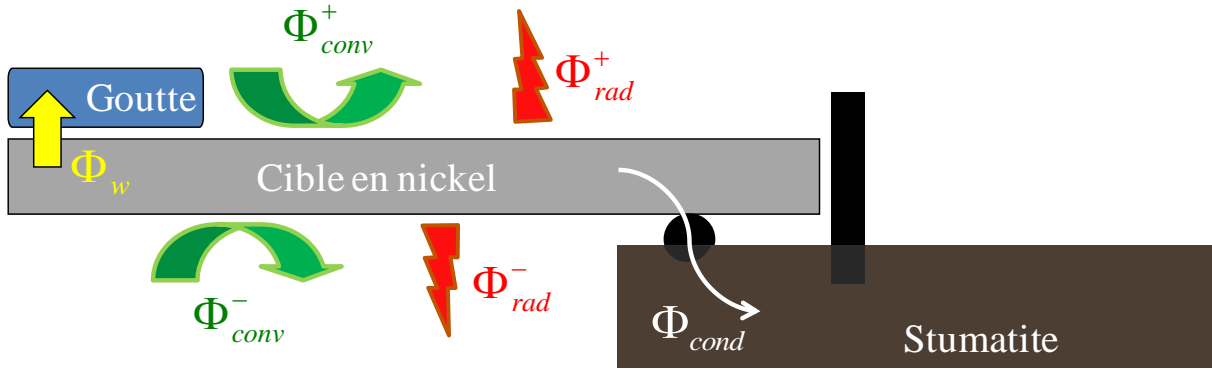


figure III.4 : Schéma illustrant la cible de nickel et son support, ainsi que les transferts thermiques avec l'environnement.

i. Estimation des pertes radiatives

Les pertes radiatives vont maintenant être estimées afin de déterminer $h_{rad} = h_{rad}^+ + h_{rad}^-$, les coefficients d'échange thermique dus au rayonnement de la cible de nickel. Le flux radiatif net perdu par la cible de nickel, indépendamment de la face avant ou arrière, s'écrit sous la forme :

$$\Phi_{rad} = \varepsilon_{Ni} \sigma_B (T_w^4 - T_\infty^4) \quad (3.10)$$

où $\sigma_B = 5,67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann, T_w la température de la cible de nickel, T_∞ la température ambiante loin de l'échantillon que l'on supposera égale à 20°C et ε_{Ni} l'émissivité de la cible de nickel. Cette expression peut être linéarisée sous la forme :

$$\Phi_{rad} = \varepsilon_{Ni} \sigma_B (T_w^3 + T_w^2 T_\infty + T_w T_\infty^2 + T_\infty^3) (T_w - T_\infty) = h_{rad} (T_w - T_\infty) \quad (3.11)$$

Les échanges par rayonnement sur les faces avant et arrière ne sont pas égaux du fait d'une émissivité différente sur chacune de ces faces, sachant que la face avant est polie pour les impacts de gouttes. L'émissivité mesurée sur la face avant est de $\varepsilon_{Ni}^+ = 0,51$ alors qu'elle est de $\varepsilon_{Ni}^- = 0,68$ sur la face arrière. Les évolutions des coefficients de transferts radiatifs varient de manière significative sur la plage de variation de température de la cible de nickel, comprise entre 300°C et 600°C. Cette dépendance à la température de paroi sera prise en compte par la suite pour le coefficient d'échange équivalent h_{EQ} .

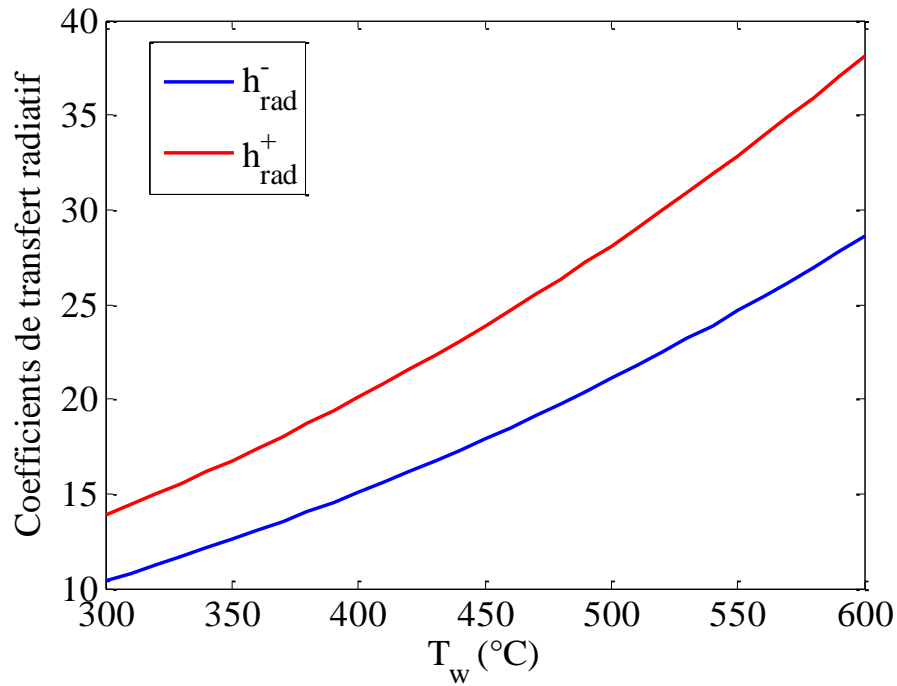


figure III.5 : Evolution des coefficients de transfert radiatifs en fonction de la température de la cible de nickel.

ii. Estimation des pertes convectives

Il est également nécessaire de déterminer les coefficients d'échanges dus à la convection naturelle, en face avant arrière de la cible de nickel. Ceux-ci s'expriment en fonction du nombre de Rayleigh [60] :

$$h_{conv}^i = \frac{A\lambda_{air}}{2R_{cible}} Ra^n \text{ avec } n = \frac{1}{4} \text{ et } A = \begin{cases} 0,27 \text{ pour } i = - \\ 0,54 \text{ pour } i = + \end{cases} \quad (3.12)$$

avec λ_{air} la conductibilité de l'air prise à la température de film $T_{film} = \frac{T_w + T_{eb}}{2}$, R_{cible} le rayon de la cible de nickel, Ra le nombre de Rayleigh défini par :

$$Ra = \frac{g\beta\Delta T}{\nu_{air}a_{air}} \quad (3.13)$$

où g est la constante gravitationnelle, β le coefficient de dilatation thermique volumique, $\Delta T = T_w - T_\infty$, ν_{air} et a_{air} sont respectivement la viscosité cinématique et la diffusivité thermique de l'air. L'expression (3.12) permet de déterminer l'évolution des coefficients de transfert convectifs en face avant et arrière en fonction de la température de la cible de nickel (figure III.6). Contrairement aux coefficients de transfert radiatifs, les coefficients de transfert convectifs sont peu influencés par la température de paroi et sont plus faibles, mais significatifs.

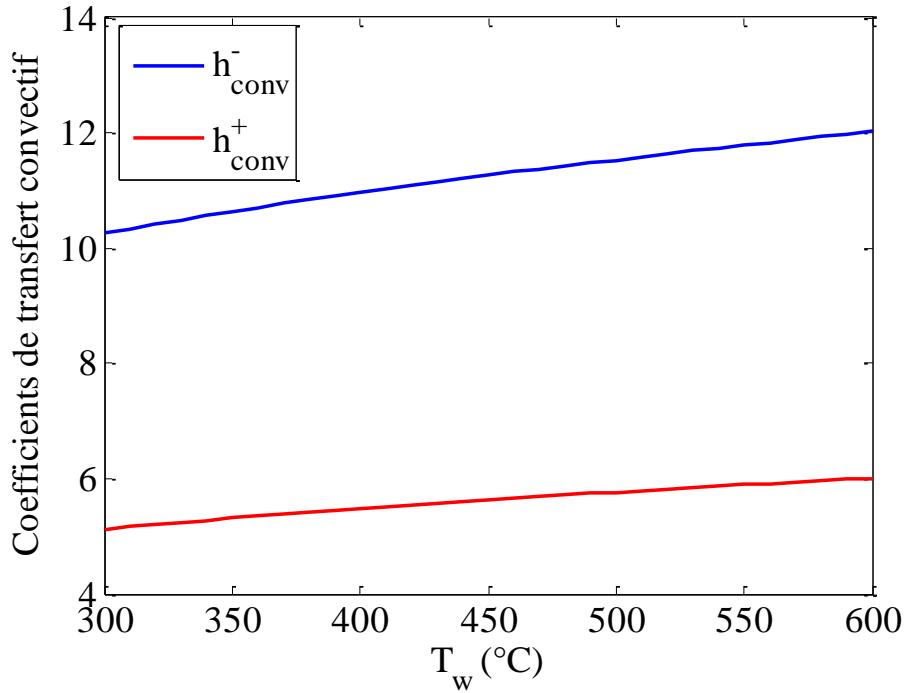


figure III.6 : Evolution des coefficients de transfert convectifs en fonction de la température de la cible de nickel

Finalement, il est possible d'estimer une première valeur moyenne du coefficient d'échange thermique global équivalent sur la plage de température étudiée :

$$h_{EQ} = h_{rad}^+ + h_{rad}^- + h_{conv}^+ + h_{conv}^- = 59,91 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (3.14)$$

Le coefficient de transfert thermique global évolue donc fortement en fonction de la température, sur la plage comprise entre 300°C et 600°C (figure III.7). Cette valeur moyenne de h_{EQ} n'est utilisé que dans le calcul du nombre de Biot (chapitre I), afin de vérifier l'hypothèse de petit corps pour la cible de nickel dans le sens de l'épaisseur. Des régressions linéaire et polynomiale sont effectuées afin d'estimer plus finement la valeur de h_{EQ} en fonction de la température (figure III.7). En dépit d'une meilleure adéquation de l'évolution polynomiale, une interpolation linéaire de l'évolution de h_{EQ} en fonction de la température est plutôt satisfaisante. Afin de simplifier la résolution analytique ultérieure, c'est cette dernière qui sera retenue. Ainsi, on supposera que $h_{EQ}(T)$ s'écrit sous la forme :

$$h_{EQ}(T_w) = a.T_w + b \text{ avec } a = 0,15 \text{ et } b = -7,57 \quad (3.15)$$

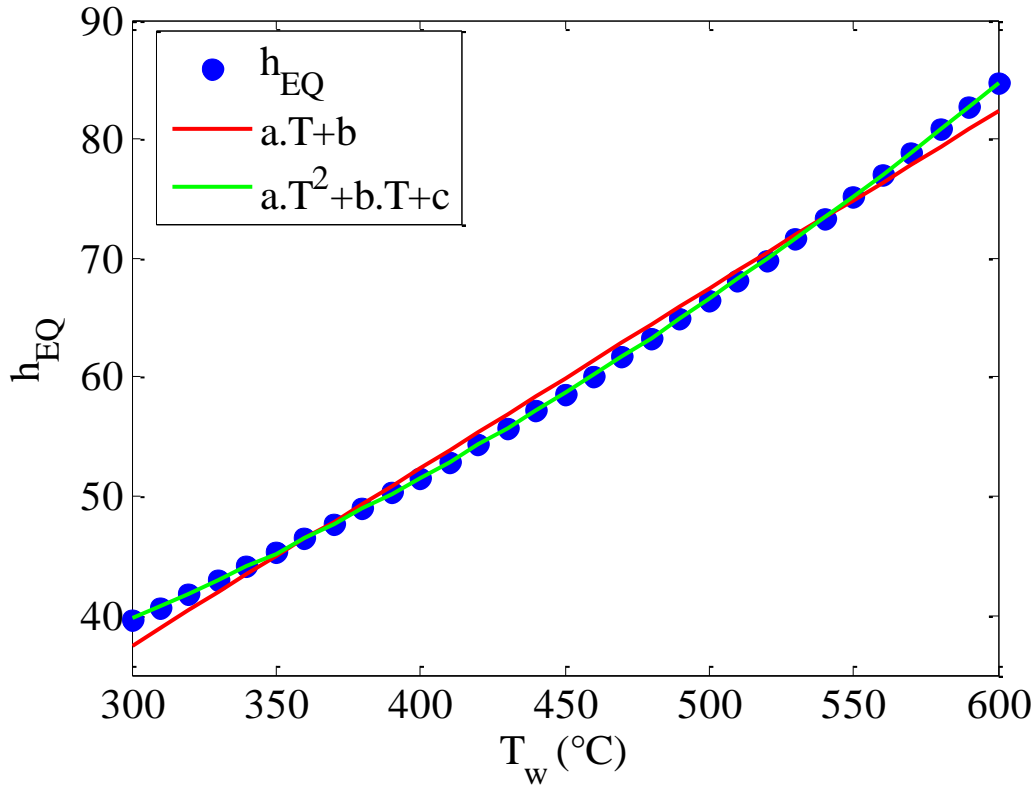


figure III.7 : Evolution du coefficient de transfert thermique équivalent h_{EQ} sur la plage de température de fonctionnement.

iii. Estimation des pertes conductives

Bien qu'ayant une très faible conductivité thermique ($\lambda_{c\acute{e}ram} = 1,46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), les picots en céramique sur lesquels repose la cible en nickel sont la cause des pertes thermiques par conduction : un flux thermique s'établit donc entre ceux-ci et le support en stumatite. Afin de prendre en compte expérimentalement ces pertes thermiques conductives, une première mesure de température en l'absence de gouttes est réalisée. La cible en nickel est supposée être un petit corps dans le sens de l'épaisseur de la cible de nickel ce qui implique l'égalité des températures des faces avant et arrière, $T_w^+(r, \theta) = T_w^-(r, \theta)$. De plus, le problème étant axisymétrique, on aura $T_w(r, \theta) = T_w(r)$. La température moyennée sur le rayon de la cible de nickel est introduite :

$$T_w = \frac{1}{R_{cible}} \int_0^{R_{cible}} T_w(r) dr \quad (3.16)$$

L'équation de la chaleur lors d'une relaxation sans goutte donne, en définissant K_{cond} comme la conductance des transferts thermiques par conduction :

$$\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible} dT_w = -h_{EQ} S_{cible} (T_w - T_\infty) dt - K_{cond} (T_w - T_{stum}) dt \quad (3.17)$$

avec V_{cible} et S_{cible} le volume et la surface de la cible de nickel. En effectuant le changement de variable $\theta = T_w - T_\infty$ et en notant $\theta_{stum} = T_{stum} - T_\infty$, l'équation (3.17) peut être réécrite :

$$\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible} d\theta = -[a\theta + b] S_{cible} \theta dt - K_{cond} (\theta - \theta_{stum}) dt \quad (3.18)$$

ou encore :

$$\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible} d\theta = -[aS_{cible} \theta^2 + (bS_{cible} + K_{cond}) \theta - K_{cond} \theta_{stum}] dt \quad (3.19)$$

h_{EQ} a été remplacé ici par son expression donnée par l'équation (3.15). Finalement, l'équation (3.19) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\theta}{-A\theta^2 + B\theta - C} = dt \quad (3.20)$$

$$\text{avec } A = \frac{aS_{cible}}{\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible}}, \quad B = \frac{bS_{cible} + K_{cond}}{\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible}} \text{ et } C = \frac{-K_{cond} \theta_{stum}}{\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible}}.$$

Le déterminant Δ de la forme canonique est obligatoirement positif et l'équation précédente peut être décomposée en deux éléments simples :

$$\frac{1}{A\theta^2 + B\theta + C} = \frac{1}{A \left(\left(\theta + \frac{B}{2A} \right)^2 - \frac{\Delta}{4A^2} \right)} = \frac{1}{A \left(\left(\theta + \frac{B}{2A} \right) - \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right) \left(\left(\theta + \frac{B}{2A} \right) + \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right)} \quad (3.21)$$

En effectuant le changement de variable $X = \theta + \frac{B}{2A}$, l'équation (3.21) peut être transformée sous la forme :

$$\frac{1}{A\theta^2 + B\theta + C} = \frac{1}{A \left(X - \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right) \left(X + \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right)} = \frac{1}{2A \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \left[\frac{1}{\left(X - \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right)} - \frac{1}{\left(X + \frac{\sqrt{\Delta}}{2A} \right)} \right]} \quad (3.22)$$

L'intégration de l'équation (3.20) conduit à :

$$\frac{X - \frac{\sqrt{\Delta}}{2A}}{X + \frac{\sqrt{\Delta}}{2A}} = C \cdot e^{-t/\tau} \quad (3.23)$$

$$\text{avec } \tau = \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \text{ et } \Delta = \frac{1}{(\rho_{Ni} C p_{Ni} V_{cible})^2} \left[(aS_{cible} + K_{cond})^2 + 4aS_{cible} K_{cond} \theta_{stum} \right].$$

La solution de l'équation peut alors s'écrire de manière explicite :

$$\frac{2aS_{cible} \theta + bS_{cible} + K_{cond} - \sqrt{(bS_{cible} + K_{cond})^2 + 4aS_{cible} K_{cond} \theta_{stum}}}{2aS_{cible} \theta + bS_{cible} + K_{cond} + \sqrt{(bS_{cible} + K_{cond})^2 + 4aS_{cible} K_{cond} \theta_{stum}}} = C e^{-t/\tau} \quad (3.24)$$

où la valeur de la constante d'intégration C s'obtient en $t = 0$:

$$C = \frac{2aS_{cible}\theta_0 + bS_{cible} + K_{cond} - \sqrt{(bS_{cible} + K_{cond})^2 + 4aS_{cible}K_{cond}\theta_{stum}}}{2aS_{cible}\theta_0 + bS_{cible} + K_{cond} + \sqrt{(bS_{cible} + K_{cond})^2 + 4aS_{cible}K_{cond}\theta_{stum}}} \quad (3.25)$$

La conductance K_{cond} peut être estimée en connaissant :

- la température du support T_{stum} qui sera supposée égale à la température de la cible de nickel en début d'expérience
- la température asymptotique de l'échantillon $\theta_{t \rightarrow \infty}$ pour un temps long, soit la température de l'environnement T_{env}

Ainsi, la conductance K_{cond} peut être écrite :

$$K_{cond} = \frac{aS_{cible}\theta_{t \rightarrow \infty}^2 + bS_{cible}\theta_{t \rightarrow \infty}}{\theta_{stum} - \theta_{t \rightarrow \infty}} \quad (3.26)$$

Pour valider l'approche précédente, une expérience de relaxation en l'absence de gouttes a été menée. Seul un modèle de pertes considérant à la fois les pertes conductives et le coefficient d'échange équivalent permet de décrire correctement l'évolution de la température de la cible de nickel, comme l'illustre la figure III.8. Des modèles tenant en compte uniquement du coefficient d'échange total sont aussi présentés, l'un en le supposant constant et l'autre linéaire. Il est clair que ces deux modèles ne sont pas satisfaisant au vu des écarts qu'ils présentent avec la température mesurée lors de l'essai en relaxation. Des différences de quelques pourcents existent néanmoins entre le modèle de pertes le plus complet et l'expérience, ce qui peut se révéler préjudiciable pour l'estimation de très faibles flux.

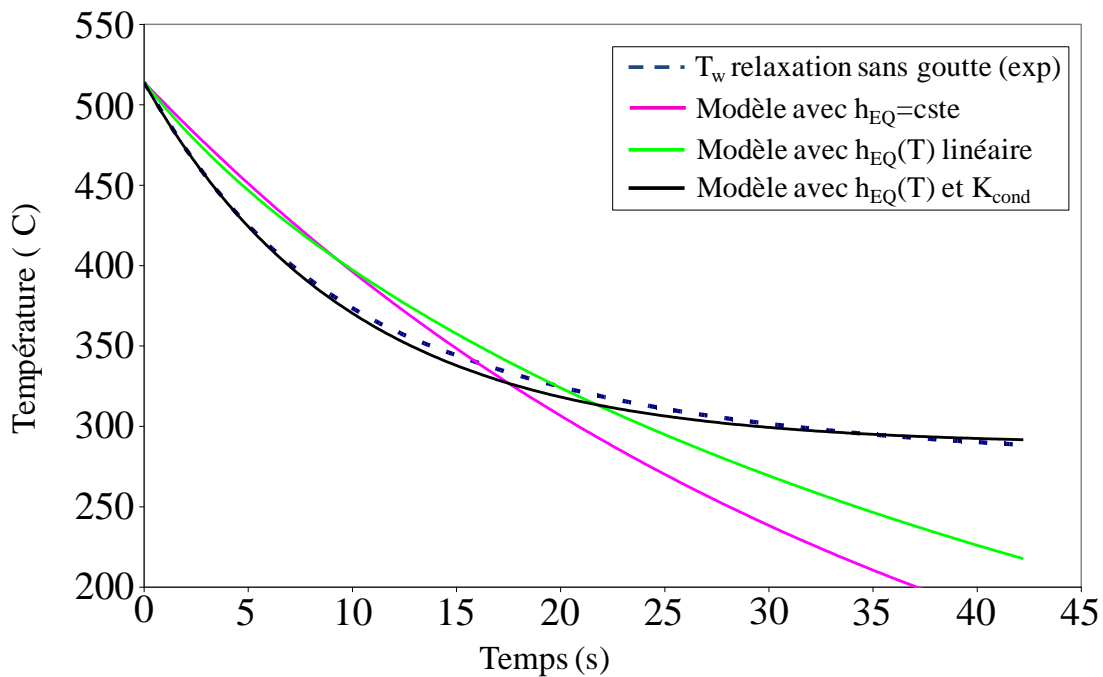


figure III.8 : Evolution de la température expérimentale lors d'un essai en relaxation sans goutte, et des températures calculées suivant différents modèles.

b. Mesure du flux extrait à la paroi

L'essai de relaxation sans goutte ayant permis de déterminer la conductance K_{cond} , il est désormais possible de déterminer le flux extrait à la paroi lors d'une expérience de relaxation en présence du train de goutte. Un exemple d'évolution de la température de paroi mesurée lors d'un essai de relaxation en l'absence et en présence du train de gouttes est présenté figure III.9. Une rupture de pente de l'évolution de la température de paroi en fonction du temps est relevée lors de l'essai de relaxation en présence de gouttes. Ce changement de pente correspond à la température de Leidenfrost pour-laquelle les gouttes entre en contact direct avec la paroi : les échanges thermiques deviennent plus efficaces, ce qui justifie la diminution plus forte de la température de paroi. Le mouillage de la paroi est également visible sur les champs de température mesurés par caméra infrarouge (figure III.10) à différents instants de la relaxation avec train de goutte, une zone froide correspondant au film liquide s'étendant à la surface de la cible.

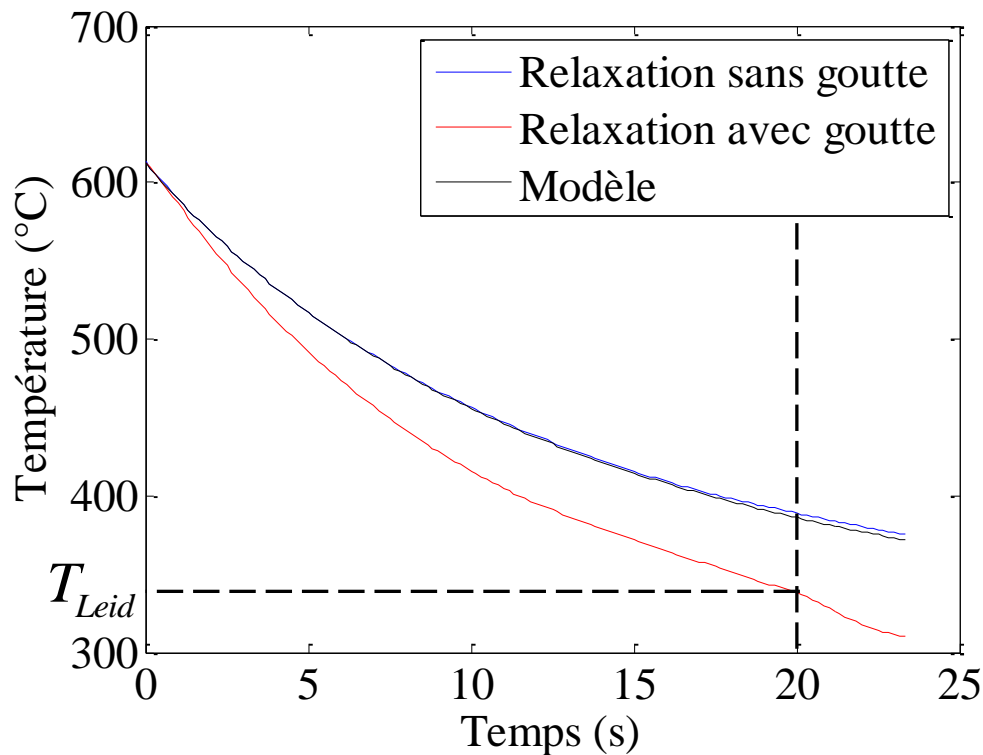


figure III.9 : Evolution de la température au cours du temps pour des essais de relaxation avec et sans goutte, ainsi que du modèle. $D_0 = 105\mu m$, $f_{inj} = 24500 Hz$.

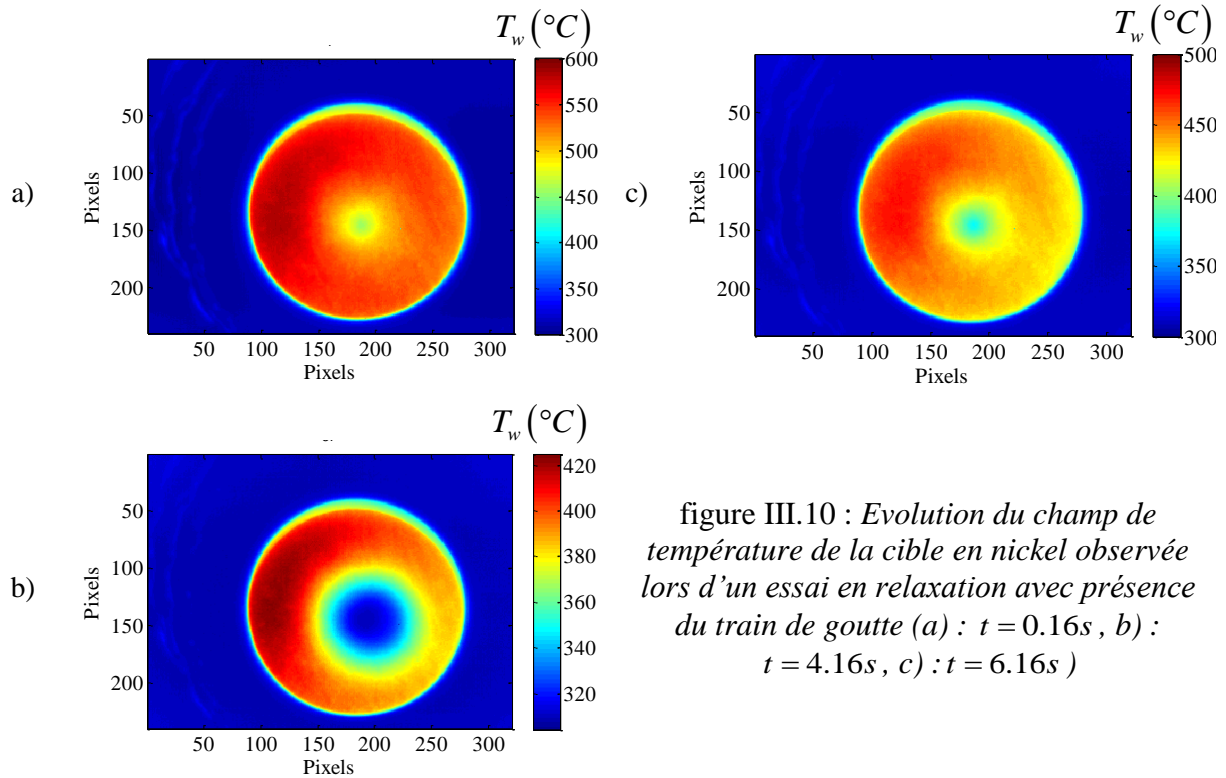


figure III.10 : Evolution du champ de température de la cible en nickel observée lors d'un essai en relaxation avec présence du train de goutte (a) : $t = 0.16s$, b) : $t = 4.16s$, c) : $t = 6.16s$)

Par conservation de l'énergie, il vient directement que le flux extrait à la paroi est donné par l'expression :

$$\Phi_w(t) = -\rho_{Ni} C_{p_{Ni}} V_{cible} \frac{dT_w}{dt} - h_{EQ} S_{cible} (T_w - T_\infty) - K_{cond} (T_w - T_{stun}) \quad (3.27)$$

Ce flux (exprimé en Watt) peut être directement estimé sans avoir recours à une méthode inverse. Ceci constitue une approximation correcte du fait des faibles variations de la température dans la direction radiale. Finalement, afin de déterminer l'énergie extraite à la paroi (en Joule) par goutte injectée, il est nécessaire de diviser le flux extrait Φ_w (Watt) à la paroi par la fréquence d'injection des gouttes :

$$Q_w = \frac{\Phi_w}{f_{inj}} \quad (3.28)$$

La chaleur extraite par une goutte ne doit pas être confondue avec la chaleur qui aurait été extraite par une goutte isolée. En effet, du fait de la fréquence d'injection des gouttes, des dynamiques entre les gouttes, telle que la coalescence en paroi, ou le dépôt d'un film liquide peuvent exister. Il y a également des interactions thermiques puisque le temps d'inertie thermique de la paroi est bien plus grand que le temps entre les impacts de deux gouttes successives.

Quelques exemples de mesures de flux sont donnés sur la figure III.11 pour trois nombres de Weber normaux incidents. A mesure que la température de paroi diminue, le flux extrait à la paroi diminue jusqu'à ce que la température de Leidenfrost T_{Leid} soit atteinte. On assiste alors

au mouillage de la paroi qui se manifeste par des transferts thermiques nettement plus efficaces.

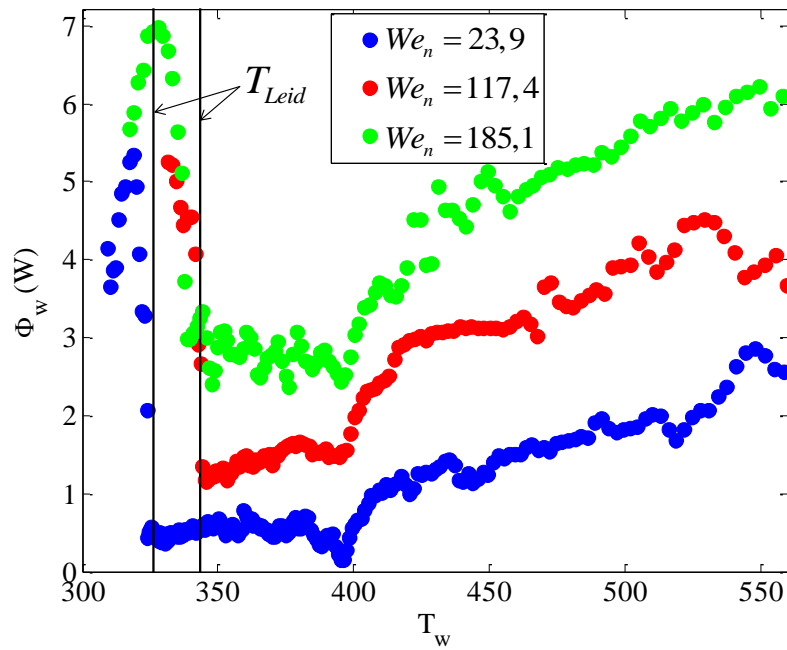


figure III.11 : Evolution du flux extrait à la paroi en fonction de la température de paroi, pour différents nombres de Weber normaux incidents. $D_0 = 165 \mu\text{m}$,
 $f_{inj} = 6400 \text{ Hz}$.

Chapitre

IV. Développement de la fluorescence induite par plan laser à deux couleurs appliqué à la mesure de température de gouttelettes

1. Principes de la Fluorescence Induite par Laser (LIF)

a. Introduction

Comme l'a montré l'état de l'art préliminaire, de travaux ont été menés pour caractériser les transferts thermiques associés à l'impact de gouttes sur une paroi chauffée. Cependant, une faible proportion d'entre eux s'est portée sur la phase liquide. En effet, la majorité de ces travaux se limite au flux extrait en paroi mesuré à l'aide de thermocouples insérés dans la paroi chauffée. Cependant, ce type d'expériences ne donne aucune information quant à la chaleur sensible extraite par la phase liquide. Il existe un nombre assez restreint de techniques de mesure permettant d'accéder à la température de gouttelettes liquides. Les techniques fondées sur la réfractométrie d'arc-en-ciel en mode ponctuel ou global [61, 62], qui consistent à déterminer l'indice de réfraction et par suite la température du liquide à partir de la lumière diffusée dans la zone d'arc-en-ciel sont peu exploitables du fait de la forte déformation de la goutte après impact sur la paroi et la présence de forts gradients.

Dans le cadre de ce travail, la fluorescence induite par laser à deux couleurs (2cLIF), développée au LEMTA il y a une dizaine d'année [63] sera utilisée. Ce diagnostic laser non-intrusif est utilisé dans différents domaines tels que la physico-chimie, ou encore le domaine médical, les sciences du vivant et la microscopie. Il permettra de mesurer la température de la goutte avant et après interaction avec la paroi et ainsi de quantifier la chaleur sensible emportée par les gouttes réémises du fait de l'impact. Cette chaleur constitue l'une des contributions essentielle au bilan énergétique global de l'impact. Dans le cadre de ce travail, la 2cLIF, jusqu'alors utilisée en mode ponctuel, a été étendue à des mesures bidimensionnelles grâce à l'utilisation d'une nappe laser et de détecteurs matriciels.

b. Principes généraux de la fluorescence induite par laser

D'une manière générale, la fluorescence correspond à une émission spontanée de photons, liée à la désexcitation d'une espèce moléculaire. Celle-ci doit être préalablement placée dans un état instable dit état excité. L'excitation de l'espèce concernée peut être réalisée par différents moyens, incluant les décharges ioniques, les réactions chimiques ou encore l'absorption d'un rayonnement électromagnétique. Pour ce dernier mode d'excitation,

l'utilisation d'un rayonnement laser est très appropriée du fait de la forte densité spectrale d'énergie disponible. De plus, la cohérence spatiale de ce type de rayonnement rend la réalisation de dispositifs optiques aisés. La longueur d'onde du rayonnement laser doit être accordée sur une bande d'absorption de la molécule fluorescente utilisée. Cette excitation se déroule en un temps très bref, de l'ordre 0.1 picoseconde. Suite à cela, différents processus de désexcitation sont possibles pour que la molécule revienne à son état fondamental stable (figure IV.1).

La désexcitation de l'espèce fluorescence vers l'état fondamental s'effectue suivant plusieurs processus compétitifs résumés sur le diagramme de la figure :

- les processus de conversions interne correspondant à un processus de transfert raisonnant d'énergie entre niveaux de l'état excité
- la désexcitation collisionnelle (ou quenching), correspondant à un processus de retour à l'état fondamental par perte d'énergie par des collisions intermoléculaires.
- l'émission spontanée de photons, ou fluorescence
- le passage à l'état triplet qui est en général métastable. Sa désexcitation s'effectue également par des mécanismes collisionnels ou par émission de photons. On parle alors de phosphorescence, ceci en particulier lorsque la durée de vie excède quelques μs .

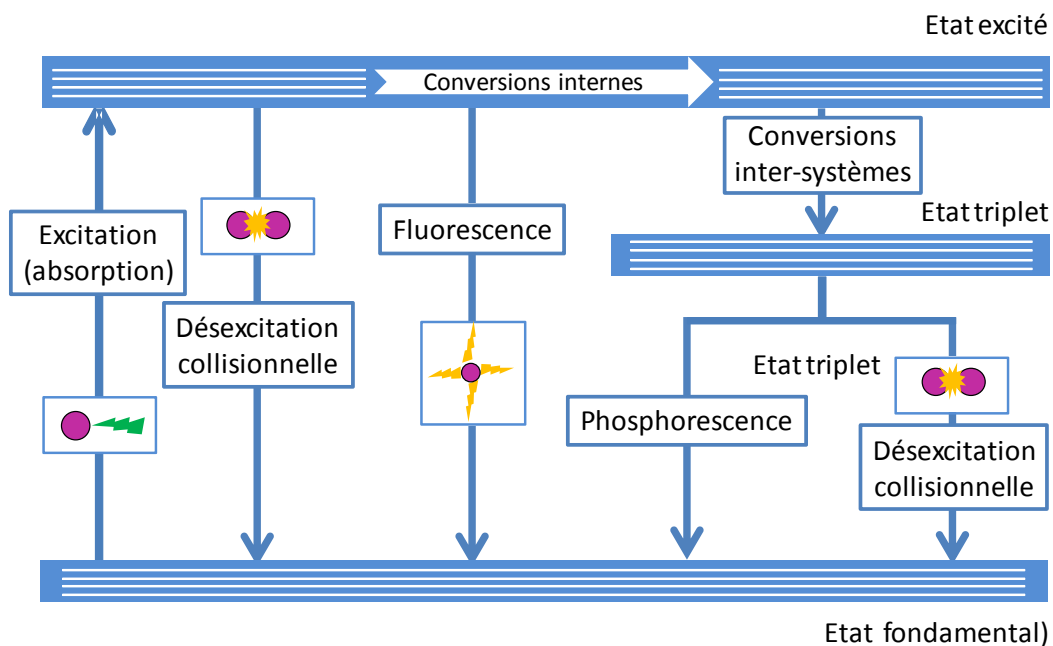


figure IV.1 : Représentation des différents mécanismes d'activation et désactivation lors de la FIL.

La durée de vie de l'état excité est très brève, de l'ordre d'une centaine de picosecondes. Les états fondamentaux et excités sont composés d'une multitude de sous-états énergétiques du fait des différentes configurations géométriques possibles prises par la molécules,

correspondant essentiellement à des vibrations sur les axes internucléaires et à des rotations autour du centre de masse des molécules. Ainsi, pour chaque état électronique, il existe des états vibrationnels comportant eux même différents états rotationnelles (états rovibrationnels). Ces multiples possibilités de transitions d'un état excité vers un état fondamental confèrent au spectre de fluorescence son caractère polychromatique. Lorsque la pression est élevée dans le cas des gaz ou dans les phases condensées, les mécanismes d'élargissement des raies spectrales conduisent à donner aux spectres de fluorescence l'aspect d'un continuum.

Suite à l'excitation, la molécule subit une première relaxation, correspondant au retour à un équilibre mécanique stable suite à l'absorption d'un photon. Cette relaxation se fait à partir de l'état rovibrationnel atteint par la molécule après l'absorption du photon vers l'état vibrationnel de plus basse énergie de l'état excité. Ainsi, l'émission spontanée de photons se produit généralement à partir d'un niveau d'énergie plus faible de l'état excité, ce qui conduira à des longueurs d'onde de fluorescence plus élevées que celle du photon excitateur.

Il est alors possible de définir le rendement quantique de fluorescence(4.1), comme étant le rapport entre le taux d'émission spontanée (fluorescence) et les taux correspondant aux différents processus de désexcitation de l'état excité :

$$\eta = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{colli} + Q_{triplet} + Q_{conv}} \quad (4.1)$$

avec A_{21} le taux de transition par fluorescence, Q_{colli} le taux de transition par collision, $Q_{triplet}$ le taux de passages à l'état triplet et Q_{conv} celui correspondant aux conversions internes.

Certaines espèces fluorescentes présentent néanmoins une émission de fluorescence à des longueurs d'onde plus faible que la longueur d'onde d'excitation, ce qui correspond à une énergie plus élevée. On pourra observer l'exemple de la fluorescéine FL27 sur la figure IV.2.

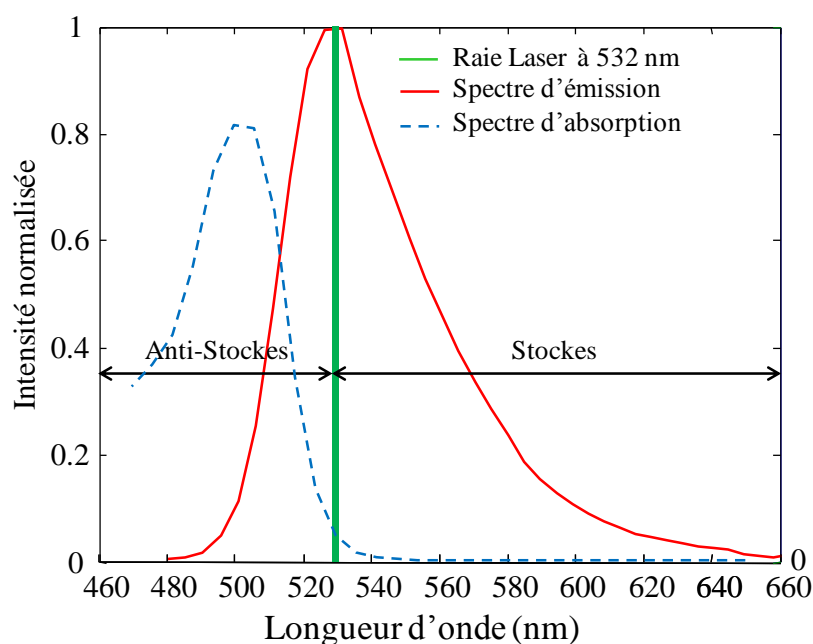


figure IV.2 : Spectres d'absorption et d'émission de la fluorescéine FL 27.

Ce rayonnement anti-Stokes est causé par le peuplement d'un état fondamental d'énergie plus élevé du fait de l'agitation thermique (figure IV.3). La désexcitation s'opère alors sur un état d'énergie plus bas que l'état initial. L'émission spontanée s'effectue donc sur une transition plus énergétique que l'absorption. La plupart des traceurs fluorescents ne présentent cependant qu'un rayonnement Stokes.

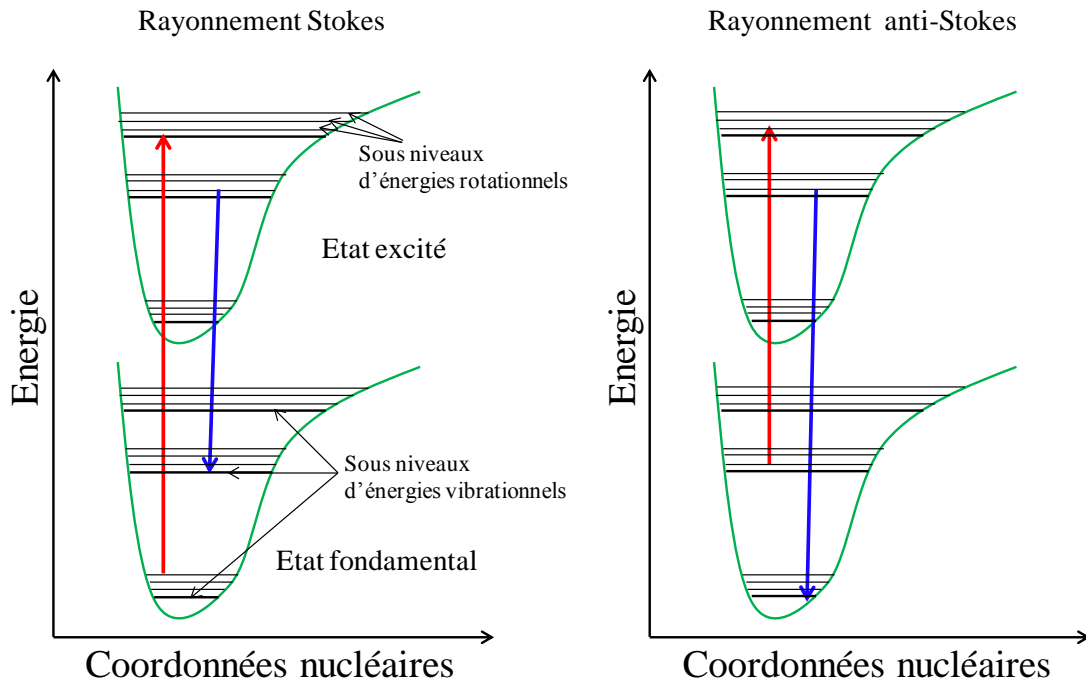


figure IV.3 : Illustration des mécanismes amenant aux rayonnements Stokes et anti-Stokes.

2. Modélisation de la fluorescence

Avant de mettre en application la technique de fluorescence induite par laser à la mesure de la température de goutte, il est nécessaire d'écrire les principales équations régissant l'émission fluorescence en fonction des différents paramètres caractéristiques. Considérons un milieuensemencé en un traceur fluorescent et illuminé par un faisceau laser dont la longueur d'onde est accordée sur le spectre d'absorption du traceur. Le faisceau laser est absorbé par les molécules fluorescentes du milieu (figure IV.4). Au niveau du volume de collection V_c le déclin de l'intensité du faisceau du fait de l'absorption donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$I_{abs}(b, 0) = I_0 e^{-\int_0^b C(x) \cdot \varepsilon(\lambda_{laser}) dx} \quad (4.2)$$

Lorsque la concentration du traceur est uniforme, l'équation (4.2) devient :

$$I_{abs}(b, 0) = I_0 e^{-C \cdot b \cdot \varepsilon(\lambda_{laser})} \quad (4.3)$$

Par la suite, on se placera dans le cadre de cette hypothèse. L'intensité du faisceau laser au niveau du volume de collection dépend donc de l'intensité laser incidente I_0 , de la concentration en traceur fluorescent C , et du coefficient d'extinction ε , qui varie lui-même en

fonction de la longueur d'onde du laser λ_{laser} , mais qui peut aussi dépendre de la température, cette dépendance étant différente selon le traceur fluorescent utilisé.

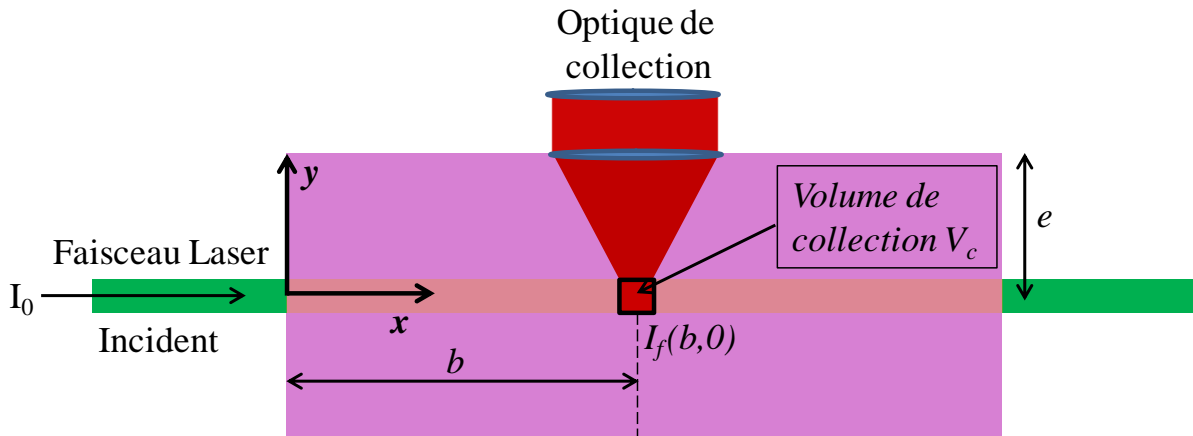


figure IV.4 : Absorption du rayonnement laser et émission fluorescente.

Ainsi, dans le domaine linéaire, où le signal de fluorescence est directement proportionnel à l'intensité laser incidente, le signal de fluorescence récupéré par un détecteur s'écrira pour chacune des longueurs d'ondes λ du spectre d'émission de fluorescence sous la forme suivante [63] :

$$I_f(\lambda) = K_{opt}(\lambda) I_0 \eta C V_c \varepsilon(\lambda_{laser}) e^{-C \cdot b \cdot \varepsilon(\lambda_{laser})} \quad (4.4)$$

Le nombre de molécule fluorescente inclus dans le volume de collection V_c équivaut au produit $C V_c$; le volume de collection correspond à l'intersection entre la zone excitée par le rayonnement laser et celle collectée par la chaîne optique. K_{opt} est une constante propre à la chaîne optique de détection. Elle englobe différents terme tels que le facteur de forme entre le volume de mesure de l'optique de collection, ou encore les rendements des différentes optiques du système de détection, dont les filtres interférentiels. η correspond au rendement quantique de fluorescence défini précédemment(4.1). S'il existe un chevauchement entre les spectres d'absorption et d'émission du traceur, l'intensité de fluorescence sera susceptible d'être réabsorbée sur le trajet optique entre le volume de mesure et la chaîne de détection.

La relation (4.4) devient alors :

$$I_f(\lambda) = K_{opt}(\lambda) I_0 \eta C V_c \varepsilon(\lambda_{laser}) e^{-C \varepsilon(\lambda) e} e^{-C \cdot b \cdot \varepsilon(\lambda_{laser})} \quad (4.5)$$

où e est le chemin optique traversé par le signal de fluorescence et $\varepsilon(\lambda)$ est le coefficient d'extinction molaire à la longueur d'onde λ .

Dans le cas des études menées sur des gouttes, le trajet optique pour la fluorescence devient très faible, de l'ordre de 100 à 200 μm et il est ainsi possible de négliger l'absorption sur tous les trajets optiques ; ceci vaut également pour une concentration en traceur suffisamment faible. Néanmoins, dans certains cas, nous montrerons qu'il est nécessaire de réintroduire la réabsorption de la fluorescence.

En négligeant l'absorption, l'expression du signal devient:

$$I_f(\lambda) = K_{opt}(\lambda) I_0 \eta C V_c \varepsilon(\lambda_{laser}) \quad (4.6)$$

L'intensité de fluorescence dépend de multiples paramètres, à savoir l'intensité incidente du rayonnement laser I_0 , la concentration en traceur fluorescent C , le volume de mesure V_c , le coefficient d'extinction molaire $\varepsilon(\lambda_{laser})$, le rendement quantique de fluorescence η et enfin une constante optique propre au système de détection K_{opt} . Dans cette étude, la fluorescence induite par laser est employée pour mesurer la température, paramètre impliqué de manière indirect dans deux termes de l'équation 2.5:

- Le rendement quantique η , qui correspond au rapport entre le nombre de transitions par fluorescence et le nombre total de transitions de l'état excité vers l'état fondamental, dont celles par collisions entre molécules. Or, l'augmentation de la température tend à faire croître la part de désexcitations collisionnelles, ce qui conduit à une diminution du rendement quantique avec la température. Par ailleurs, les conversions internes sont très fréquemment induites par des modifications de la conformation de la molécule du fait de la température, ce qui constitue une seconde source de variation du rendement quantique de fluorescence avec la température.
- Le coefficient d'extinction $\varepsilon(\lambda_{laser})$, dépend de la fraction de Boltzmann et donc de la température. La fraction de Boltzmann correspond à la fraction des molécules se trouvant dans le sous-niveau d'énergie de l'état fondamental à partir duquel se fera la transition vers l'état excité. A titre d'exemple, dans le cas de la fluorescéine FL27, la température a une forte influence sur le coefficient d'extinction molaire $\varepsilon(\lambda_{laser})$, alors que dans le cas de la Rhodamine 640 son influence est négligeable.

Nous allons maintenant nous attacher à décrire de manière quantitative la dépendance en température du signal de fluorescence. En faisant l'hypothèse que la très grande majorité des transition de l'état excité vers l'état fondamental s'opèrent soit par fluorescence, soit par désexcitations collisionnelles, le rendement quantique défini dans l'équation (4.1) peut se simplifier par :

$$\eta = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{colli}} \quad (4.7)$$

Le taux de désexcitation collisionnelle Q_{colli} est proportionnel à la concentration du solvant C_s dans le milieu étudié :

$$Q_{colli} = k_q C_s \quad (4.8)$$

avec k_q une constante de désexcitation collisionnelle, dépendant de la température. Pour des solutions comportant une faible concentration en traceur fluorescent, on considérera que les désexcitations sont majoritairement le fait de chocs avec les molécules du solvant, k_q est alors constante au cours du temps, ce qui revient à négliger le self-quenching. Selon Glovacki [64], la constante de désexcitation peut être formulée en suivant une loi de type Arrhénius :

$$k_q = k_{q0} e^{-E_a/kT} \quad (4.9)$$

E_a correspond à l'énergie d'activation requise pour réaliser collisions efficace, c'est-à-dire conduisant à une désexcitation de l'espèce fluorescente, et k_{q0} est une constante pré-exponentielle. Cette dernière dépend du traceur et du solvant utilisés. Dans les phases condensées, le phénomène de désexcitation collisionnelle étant ultra-majoritaire devant les désexcitations radiatives $Q_{colli} \gg A_{21}$, l'expression du rendement quantique peut être simplifiée :

$$\eta \approx \frac{A_{21}}{Q_{colli}} = \frac{A_{21}}{C_s} e^{E_a/kT} \quad (4.10)$$

ce qui permet de réécrire l'intensité de fluorescence sous la forme :

$$I_f(\lambda) = I_0 K_{opt}(\lambda) C V_c \varepsilon(\lambda_{laser}) \frac{A_{21}}{C_s k_{q0}} e^{E_a/kT} \quad (4.11)$$

La dépendance en température du coefficient d'absorption $\varepsilon(\lambda_{laser})$ se trouve essentiellement au niveau de la fraction de Boltzmann f_B . Dans un modèle simplifié à deux états énergétiques, la population moléculaire totale est répartie entre les deux états suivant la loi de Boltzmann. de la population en molécules dans l'état excité, on a donc :

$$\varepsilon(\lambda_{laser}) = f_{B,0} e^{(-\Delta E/kT)} \quad (4.12)$$

où $f_{B,0}$ est une constante et ΔE est l'écart d'énergie entre les deux états de la molécule fluorescente. L'équation (4.11) devient alors :

$$I_f(\lambda) = I_0 K_{opt}(\lambda) C V_c f_{B,0} \frac{A_{21}}{C_s k_{q0}} e^{(E_a - \Delta E)/kT} \quad (4.13)$$

Chacune des transitions de l'état excité vers l'état fondamental étant spécifique, il est évident que les paramètres $(E_a - \Delta E)$ et $(f_{B,0} A_{21})$ dépendent de la longueur d'onde λ correspondant à la transition.

En posant $\beta = \frac{E_a - \Delta E}{k}$ et $K_{spec}(\lambda, \lambda_{laser}) = f_{B,0} \frac{A_{21}}{k_{q0} C_s}$, l'intensité de fluorescence peut s'exprimer en fonction de la température par [65] :

$$I_f(\lambda) = I_0 K_{opt}(\lambda) K_{spec}(\lambda, \lambda_{laser}) C V_c e^{\beta(\lambda)/T} \quad (4.14)$$

L'expression de l'intensité de fluorescence recueillie au niveau d'un détecteur est finalement fonction de :

- L'intensité laser I_0 qui est un paramètre assez facilement maîtrisé, du fait de la reproductibilité du laser. Cependant, ce paramètre étant local, il peut être très sensible à la présence d'interfaces.

- K_{opt} , une constante propre au système de détection
- K_{spec} , une constante propre à l'espèce étudiée, ainsi qu'au solvant employé
- C , la concentration du traceur
- V_c , le volume de mesure, correspondant à l'intersection entre le volume illuminé par le rayonnement laser et le volume collecté par le système de détection
- Un terme incluant la dépendance en la température, propre au traceur utilisé, ainsi qu'au solvant.

Pour collecter un nombre de photons suffisant, le signal de fluorescence est détecté sur une bande spectrale $[\lambda_1, \lambda_2]$. Le signal de fluorescence, intégré sur une bande spectrale peut être écrit de manière empirique sous la forme [66] :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_f(\lambda) d\lambda = I_0 K_{opti}(\lambda) K_{speci}(\lambda, \lambda_{laser}) C V_c e^{\frac{A_i + B_i}{T^2 + T}} \quad (4.15)$$

avec A_i et B_i deux constantes propres au traceur fluorescent pour la bande spectrale i et K_{opti} et K_{speci} les constantes optiques spécifiques à la bande spectrale choisie. .

3. Principe de la fluorescence induite par laser à 2 couleurs

L'équation (4.14) montre qu'il est possible de déterminer la température d'un liquide ensemencé en traceur fluorescent, en mesurant l'intensité de fluorescence sur une bande spectrale, ou sur la totalité de son spectre d'émission. Cela implique cependant que les autres termes qui ne dépendent pas de la température soient connus et ne varient pas durant l'expérience. Il conviendrait donc de maîtriser :

- Le volume de mesure V_c
- La concentration locale du traceur fluorescent C .
- L'intensité locale du rayonnement laser I_0

L'étude de l'évolution de la température des gouttes impactant une paroi chaude implique des fortes déformations des gouttes, soit une variation importante du volume de mesure impossible à maîtriser. De plus, le volume des gouttes présentes dans le volume d'excitation laser est susceptible de varier du fait de l'évaporation. L'éclatement en gouttes secondaires, risque aussi de modifier le nombre de molécules fluorescence $C V_c$ dans le volume d'excitation. D'autre part, les gouttes sont mobiles par rapport au faisceau ou au plan laser, ce qui a pour effet de modifier en permanence la répartition de l'intensité excitatrice dans la goutte du fait de la réflexion et de la réfraction à l'interface liquide-gaz. Ce phénomène est illustré sur la figure IV.5.

L'ensemble de ces difficultés a conduit, après une étude spectrale fine de la dépendance en température, au développement de la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs (Lavieille et al.[63], Lavieille[58]).

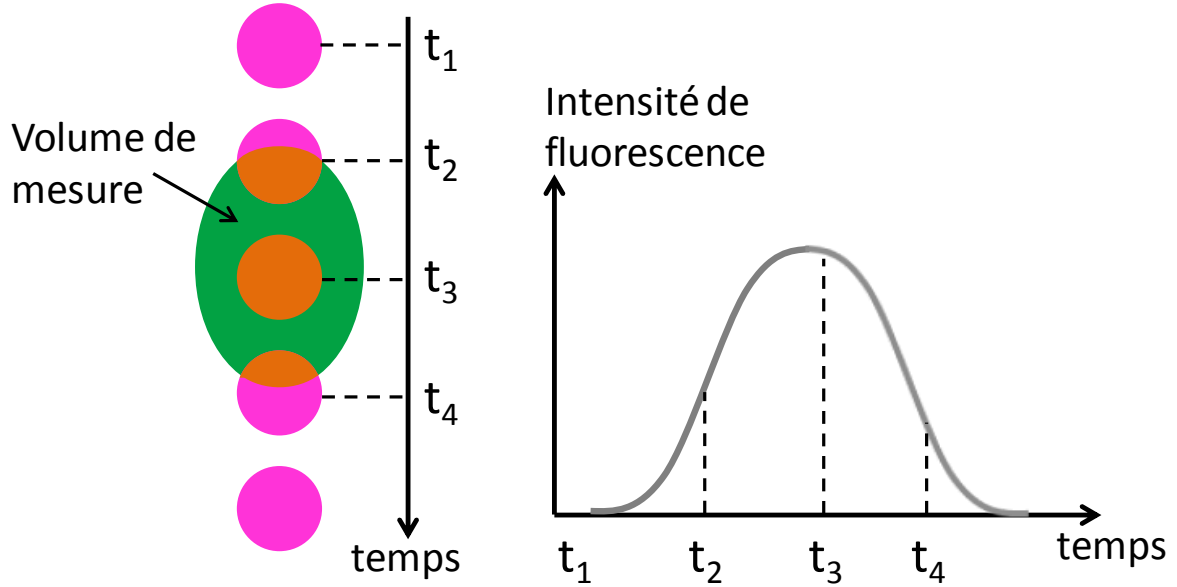


figure IV.5 : Schéma représentant l'évolution de l'intensité de fluorescence détectée lors du passage d'une goutte dans le volume de mesure.

Dans cette approche, l'intensité de fluorescence est collectée simultanément dans le volume de mesure, sur deux bandes spectrales 1 et 2. Soient I_{f1} et I_{f2} ces deux intensités :

$$I_{f1} = K_{opt1} K_{spec1} I_0 C V_c e^{\frac{A_1}{T^2} + \frac{B_1}{T}} \quad (4.16)$$

$$I_{f2} = K_{opt2} K_{spec2} I_0 C V_c e^{\frac{A_2}{T^2} + \frac{B_2}{T}} \quad (4.17)$$

En déterminant le rapport (4.18) de ces deux intensités (4.16) et (4.17), il est en principe possible de supprimer la majeure partie des paramètres susceptibles de varier, tels que la concentration du traceur fluorescent, le volume de mesure, mais aussi l'intensité laser locale :

$$R_f = \frac{I_{f1}}{I_{f2}} = \frac{K_{opt1} K_{spec1}}{K_{opt2} K_{spec2}} e^{\frac{A_1 - A_2}{T^2} + \frac{B_1 - B_2}{T}} \quad (4.18)$$

Le terme correspondant aux rapports des constantes optiques et spectroscopiques propres à chaque système de détection ainsi qu'au couple traceur/solvant pour chaque bande spectrale demeure inconnu. Pour déterminer ce terme, une référence est effectuée : celle-ci consiste à mesurer le rapport de fluorescence R_{f0} à une température T_0 connue. Le rapport de fluorescence est ensuite normalisé par ce rapport de référence :

$$\frac{R_f(T)}{R_{f0}(T_0)} = \exp \left[(A_1 - A_2) \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2} \right) + (B_1 - B_2) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (4.19)$$

Dans l'équation (4.19), $A_1 - A_2$ et $B_1 - B_2$ sont les termes caractérisant la sensibilité à la température du rapport de fluorescence, qui devront faire l'objet d'une calibration initiale. Ceux-ci dépendent directement du couple traceur/solvant utilisé, mais aussi des bandes spectrales choisies. Du fait des variations de températures rencontrées dans cette étude (au

maximum de 80°C) et pour certains traceurs fluorescent, il sera tout simplement possible de négliger le terme du second ordre présent dans le terme exponentiel. On pourra alors simplifier notre expression (4.19) par la suivante :

$$\frac{R_f(T)}{R_{f0}(T_0)} = \exp\left[\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \text{ avec } \beta = B_1 - B_2 \quad (4.20)$$

Cependant, les travaux de Delconte [67] et de Labergue et al. [68] ont montrés qu'une dépendance du rapport de fluorescence à la taille des gouttes subsistait. Cette dépendance, mise en évidence dans des conditions isothermes (figure IV.6) peut être significative. Dans le cas de la sulforhodamine B, les variations du rapport de fluorescence peuvent atteindre près de 30% lorsque le diamètre de la goutte passe de 200 μm à 50 μm . Cette modification du rapport s'opère conjointement à une modification du spectre de fluorescence, d'autant plus marquée que le diamètre des gouttes est petit.

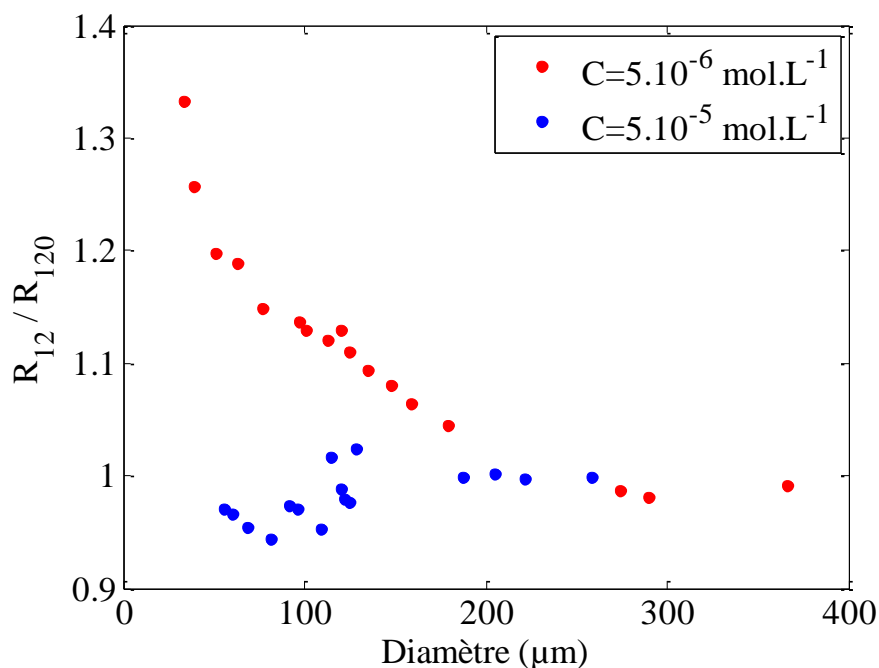


figure IV.6 : Evolution du rapport normalisé de fluorescence en fonction de la taille de gouttes, avec une solution d'eau et de sulforhodamine B, pour 2 concentrations différentes. Mesures de [68].

Des explications ont été avancées par ces auteurs, mais aucune d'entre elles n'est aujourd'hui satisfaisante. Une explication est liée à la présence possible de résonances morphologiques (MDR). Suivant leur taille, les gouttes se comportent comme des microcavités : une partie de la lumière incidente est piégée dans la goutte au voisinage de sa surface au-delà de la limite de l'angle de réflexion. Il s'ensuit alors une amplification de certaines longueurs d'onde de fluorescence émises par le traceur, qui expliquerait le décalage spectral mesuré. Cependant, cet effet serait signalé par la présence de pics aux longueurs d'ondes amplifiées sur le spectre de fluorescence, pics qui n'ont pas été observés lors de mesures spectroscopiques. Malgré l'absence d'explications probantes, les travaux de Labergue [68] ont montrés qu'une augmentation significative de la concentration du traceur fluorescent dans les gouttes atténue

fortement cet effet indésirable (figure IV.6). Connaissant l'influence du diamètre et de la concentration sur cet effet, une fonction empirique multiplicative g permet de rendre compte de ce phénomène, g évoluant en fonction de la variable $C^{1/3}D$. Une nouvelle série de mesure de rapports de fluorescence effectuée à une température plus élevée (figure IV.7), a permis de vérifier l'indépendance de g à la température des gouttes. On peut alors soit conserver une concentration faible et corriger le rapport grâce à la fonction g étalonnée une fois pour toute dans des conditions isothermes, ou encore augmenter la concentration du traceur fluorescent pour limiter cet effet indésirable.

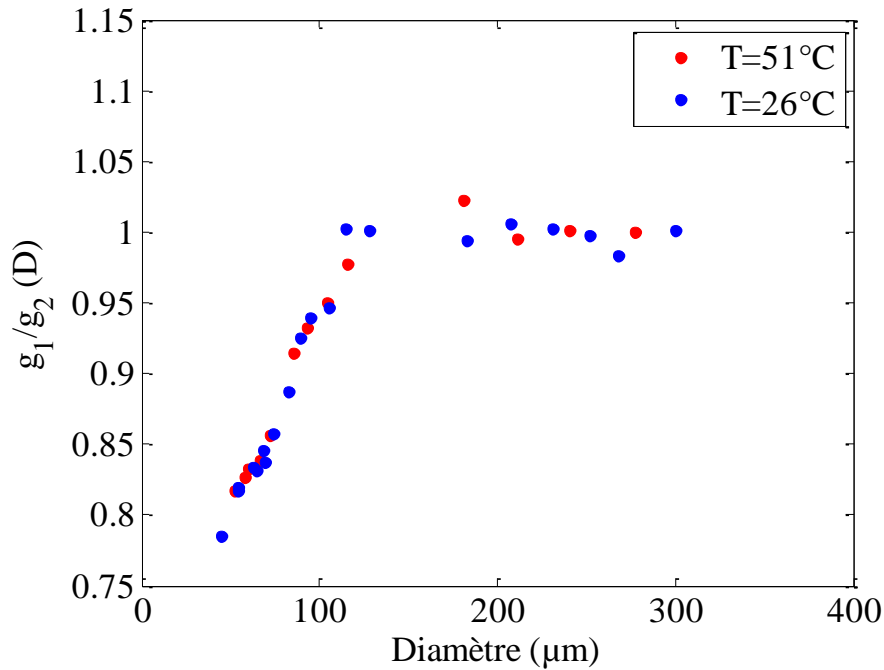


figure IV.7 : Evolution du rapport de fluorescence normalisé en fonction de la taille de gouttes, pour 2 températures d'injection différentes.

Nous verrons par la suite qu'il sera nécessaire, dans le cadre de cette étude, d'augmenter la concentration du traceur fluorescent dans le but de limiter ce qui semble s'apparenter à cet effet en présence d'une déformation des gouttes.

Les expressions (4.19) ou (4.20) du rapport de fluorescence normalisé montre qu'il reste à mesurer les coefficients caractérisant la sensibilité en température du couple solvant/traceur. Il faut donc déterminer auparavant les bandes spectrales optimales permettant de disposer d'une bonne sensibilité en température. Pour cela, à l'aide d'un spectromètre, le spectre d'émission de fluorescence est mesuré pour différentes températures connues. A l'aide d'un couple de températures T_1 et T_2 et de spectres $S_\lambda(T_1)$ et $S_\lambda(T_2)$, il est possible de déterminer la sensibilité spectrale en température (équation(4.21)) :

$$\beta(\lambda) = Ln\left(\frac{S_\lambda(T_1)}{S_\lambda(T_2)}\right) \times \left(\frac{1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}\right) \quad (4.21)$$

L'évolution de $\beta(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la figure IV.10. Le bruit est particulièrement élevé pour les longueurs d'ondes au voisinage de 550 nm du fait d'une faible intensité de fluorescence. Il restera ensuite à sélectionner les bandes spectrales conférant une sensibilité maximale en température.

4. Choix du traceur fluorescent

La technique de mesure de température par fluorescence induite par laser à deux couleurs repose nécessite l'utilisation d'un traceur fluorescent. Celui-ci doit être choisi suivant différents critères. Tout d'abord, sa dépendance à la température doit être suffisamment élevée afin de pouvoir effectuer une mesure précise. D'autre part, il est indispensable que la sensibilité du traceur varie de manière suffisante avec la longueur d'onde. De plus, la molécule fluorescente doit présenter un rendement quantique suffisamment élevé pour obtenir un signal de fluorescence intense et disposer d'une absorptivité suffisante à la longueur d'onde d'excitation, ce qui permet d'améliorer le rapport signal/bruit. La solubilité du traceur dans le liquide considéré est également un élément de nature à guider ce choix.

Le choix du traceur est limité dans le cadre de cette étude, car il s'agit d'étudier des gouttelettes d'eau. Par ailleurs, nous avons choisis de travailler à une longueur d'onde d'excitation $\lambda_{laser} = 532\text{nm}$, correspondant au laser Nd-Yag doublé.

Ainsi, plusieurs traceurs ont été envisagés dans une phase préliminaire : le LDS, la fluorescéine FL27, la rhodamine 640 et la sulforhodamine 640. Afin de comparer leurs efficacités quantiques, une série de mesure pour chacun de ces traceurs a été effectuée, dont la concentration était la même ($C = 10^{-5}\text{mol.L}^{-1}$). Pour évaluer l'intensité de fluorescence émise, une nappe laser illumine un jet de goutte monodisperse de diamètre $D_0 = 220\mu\text{m}$. La scène est observée à l'aide de l'une des caméras CCD à multiplication d'électrons, à travers un microscope longue distance et un filtre « notch » rejeteur de bande coupant la longueur d'onde 532 nm. La puissance laser est alors modifiée afin d'obtenir une intensité moyenne de 10 000 niveaux de gris sur l'ensemble des pixels du jet. On enregistre alors l'évolution du temps d'ouverture des caméras en fonction de la puissance laser incidente (figure IV.8). Ainsi, on notera qu'en moyenne, le LDS est 10 fois moins efficace que la fluorescéine qui est elle-même 10 fois moins efficace que la rhodamine 640 ou la sulforhodamine 640 qui ont une efficacité quantique proche, pour cette longueur d'onde d'excitation laser. Ainsi le LDS a été écarté pour son efficacité quantique faible par rapport aux autres traceurs.

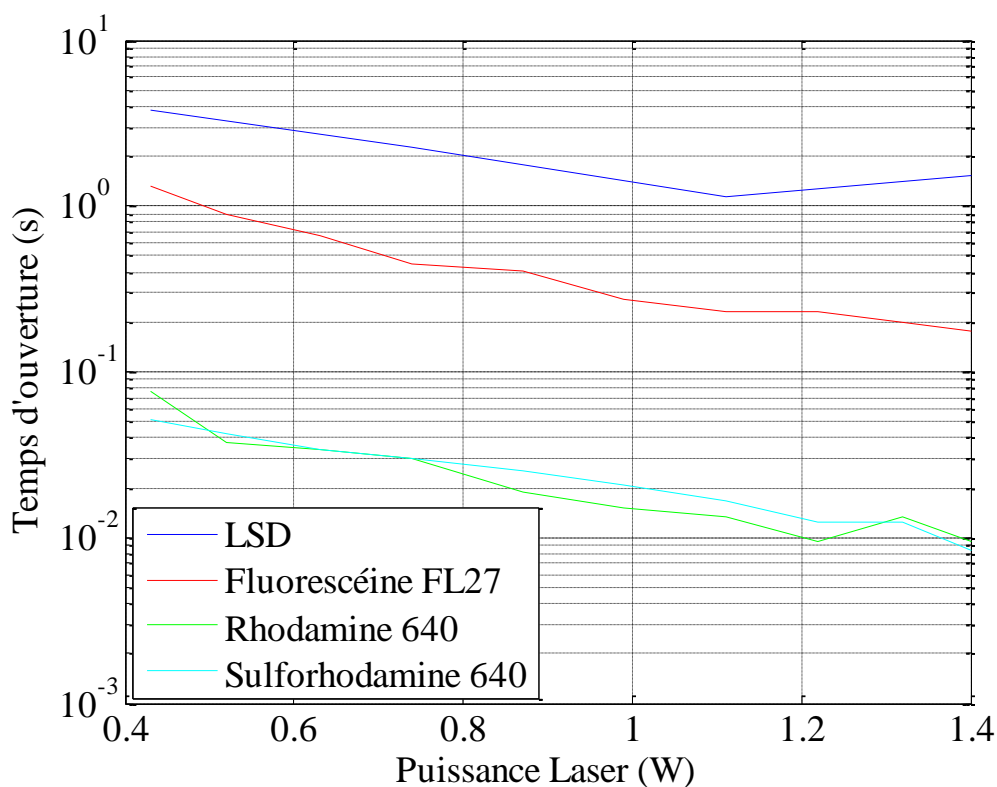
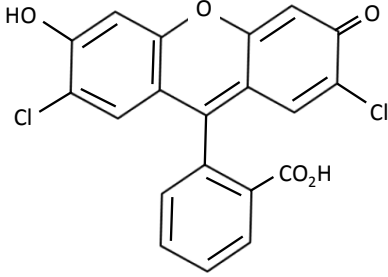


figure IV.8 : Evolution du temps d'ouverture nécessaire afin d'obtenir une intensité moyenne constante de 10 000 niveaux sur l'ensemble des pixels du jet de gouttes monodisperse en fonction de la puissance laser injectée, pour différents traceurs fluorescents de même concentration $C = 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$. Mesure réalisée sur un jet de gouttes monodisperse de diamètre $D_0 = 220 \mu\text{m}$.

La principale difficulté pour choisir un traceur fluorescent réside donc dans le compromis entre la sensibilité à la température et l'intensité du signal de fluorescence à la longueur d'onde d'excitation choisie. Ainsi, notre premier choix s'est d'abord porté sur la fluorescéine FL 27 puis sur la rhodamine 640 pour des raisons que nous exposerons.

a. La fluorescéine FL27

Notre premier choix s'est porté sur la fluorescéine 27, réputée pour avoir une très bonne sensibilité à la température, montrée en particulier par les travaux de Sutton et Fischer [69]. Quelques caractéristiques de cette molécule sont données dans le tableau 1.3 ci dessous.

Masse Molaire	Formule Chimique	Structure
401,2 g.mol ⁻¹	C ₂₀ H ₁₀ Cl ₂ O ₅	
tableau IV-1 : La fluorescéine FL27		

L'un des inconvénients majeurs de ce traceur fluorescent est la faible coïncidence entre son spectre d'absorption et la longueur d'onde d'excitation laser à 532 nm. Le spectre d'absorption a été mesuré à l'aide d'un spectrophotomètre à transmission. De la fluorescéine 27 en solution dans l'eau et de concentration parfaitement connue est introduite dans une cuve parallélépipédique de 8 mm de coté. La transmission au travers de la cuve pour des longueurs d'onde comprises entre 350 nm et 1000 nm est ensuite mesurée connaissant la concentration de l'espèce absorbante. Il est alors possible de déterminer sur cette gamme de longueur d'onde le coefficient d'absorption du traceur étudié grâce à la loi de Beer-Lambert (équation (4.2)). Sur la figure IV.9, il apparaît clairement qu'à la longueur d'onde 532 nm, seul 3% de l'énergie laser est absorbée, ce qui limite fortement le signal émis par cette molécule.

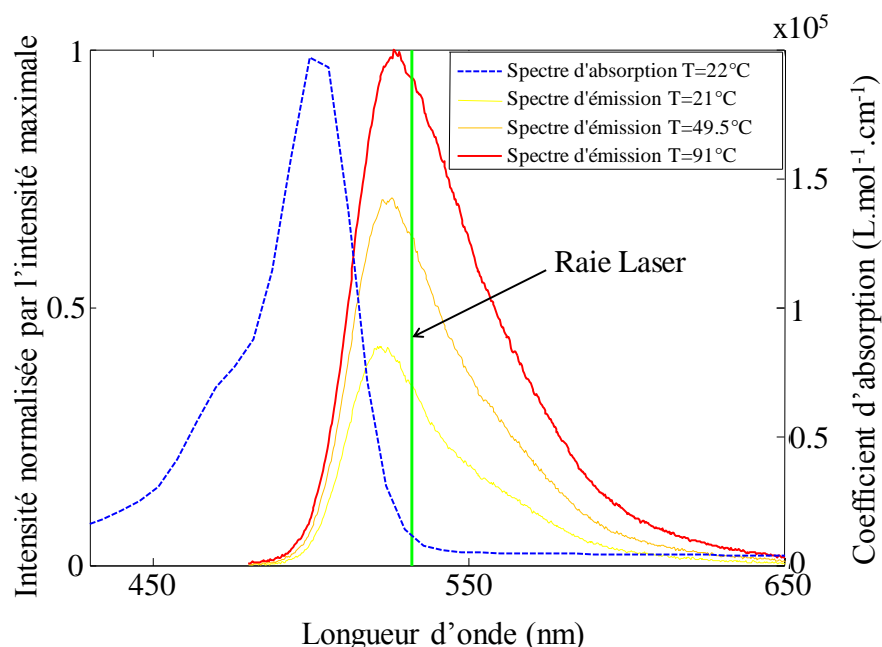


figure IV.9 : Evolution du spectre d'absorption et des spectres d'émission à différentes températures de la fluorescéine FL27.

De plus la particularité de cette molécule est d'émettre à la fois de la fluorescence de type Stokes et de type anti-Stokes (figure IV.9). La sélection des bandes spectrales de détection

doit être réalisée en mesurant l'évolution de $\beta(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde, déterminé en suivant la procédure décrite à la section 3 L'évolution de $\beta(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde est présentée au niveau de la figure IV.10. Il est possible de choisir les bandes spectrales de détection de part et d'autre de la longueur d'onde d'excitation laser, en maintenant des intensités équilibrées sur chacune d'entre elles. Ainsi, nous avons choisies les bandes spectrales qui semblaient les plus optimales, [505 nm-515 nm] et [575 nm – 605 nm]. Ce choix des bandes (figure IV.10) assure une bonne sensibilité à la température. Les bandes spectrales étant sélectionnées, une calibration en température effectuée en cuve thermostatée permet de déterminer la sensibilité en température de la fluorescéine FL27 dans l'eau (davantage de détails sur cette procédure seront donnés dans la section 5). Une valeur de $\beta = 1023K$ est obtenue, ce qui correspond à une variation de l'ordre de 0.8°C pour 1% de variation du rapport de fluorescence.

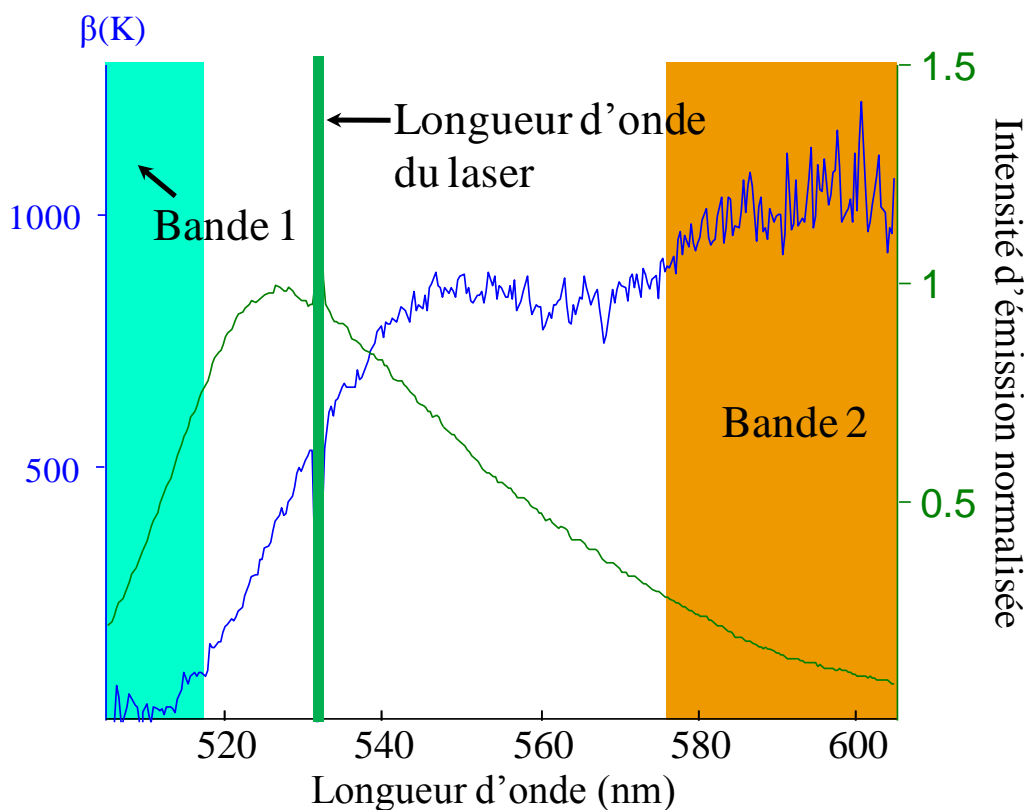


figure IV.10 : Evolution de la sensibilité à la température en fonction de la longueur d'onde de la fluorescéine FL27 dans l'eau et sélection des bandes spectrales.

Cependant, les travaux de Sutton et Fischer [69] indique que le coefficient d'absorption $\varepsilon(\lambda_{laser})$ peut varier du simple au triple entre 20°C et 80°C (figure IV.11). Ainsi, il apparaît très clairement que la dépendance en température de la FL 27 provient à la fois du rendement quantique de fluorescence et du coefficient d'absorption.

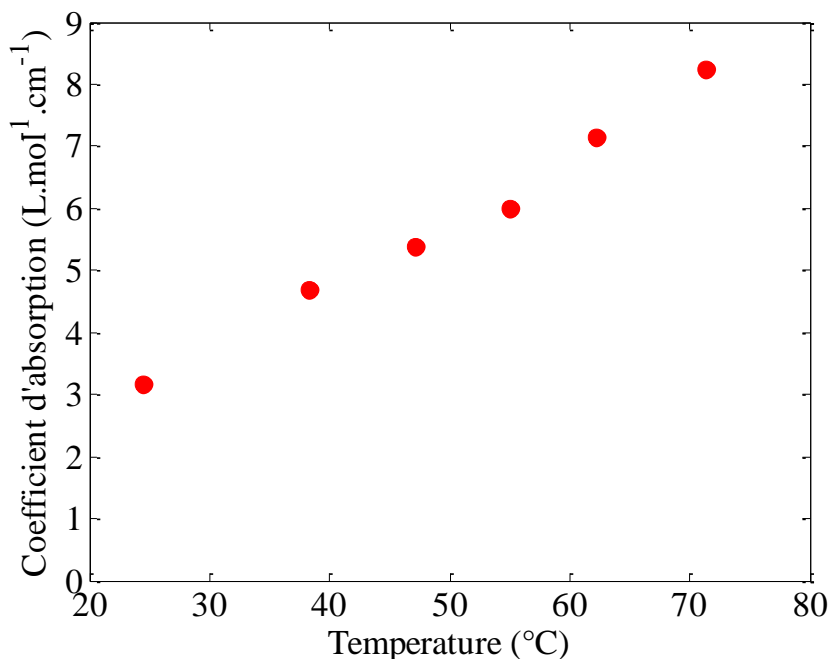
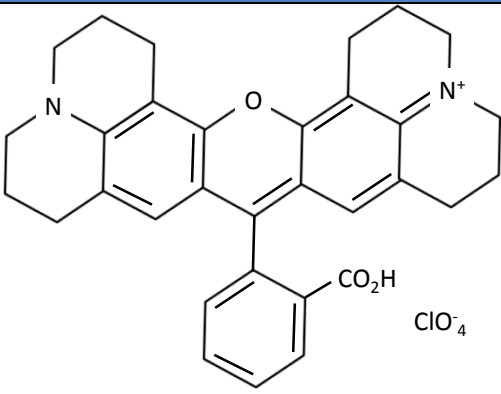


figure IV.11 : Evolution du coefficient d'absorption à 532 nm de la fluorescéine FL27 en fonction de la température, d'après [69]

Rappelons par ailleurs que ce coefficient d'absorption à 532 nm est très modeste, ce qui conduit à accroître la concentration du traceur fluorescent ($C=10^{-5}$ mol/l) afin d'obtenir un signal de fluorescence suffisant. Cette augmentation de la concentration du traceur fluorescent peut conduire au phénomène de réabsorption du signal de fluorescence sur le chemin optique du signal de fluorescence, dans la direction du collecteur optique. Cette réabsorption est différente sur chacune des bandes spectrales choisies et se superpose à l'effet de la température qui modifie le rapport de fluorescence entre les bandes de détection. Ainsi, des modifications de chemin optique même mineures peuvent conduire à des erreurs importantes sur la température mesurée à partir du signal de fluorescence.

b. La rhodamine 640

Le spectre de fluorescence de la rhodamine 640 se compose uniquement d'une émission de type Stokes, majoritairement comprise entre 540 nm et 750 nm, avec un pic aux alentours de 600 nm (figure IV.12). Le spectre d'absorption a été mesuré par spectrométrie d'absorption pour différentes températures. Il apparaît immédiatement que l'accord entre le spectre l'absorption et la longueur d'onde d'excitation laser à 532 nm est bien mieux adapté que dans le cas de la fluorescéine FL27.

Masse Molaire	Formule Chimique	Structure
591,05 g.mol ⁻¹	C ₃₂ H ₃₁ N ₂ O ₃ ClO ₄	
tableau IV-2 : La rhodamine 640		

En effet, le coefficient d'absorption à 532 nm est 6 fois plus élevé que celui de la fluorescéine FL 27. Ceci confère à ce traceur un signal bien plus intense. Ceci permettra ultérieurement une amélioration très importante du rapport signal/bruit et une réduction significative du temps d'acquisition.

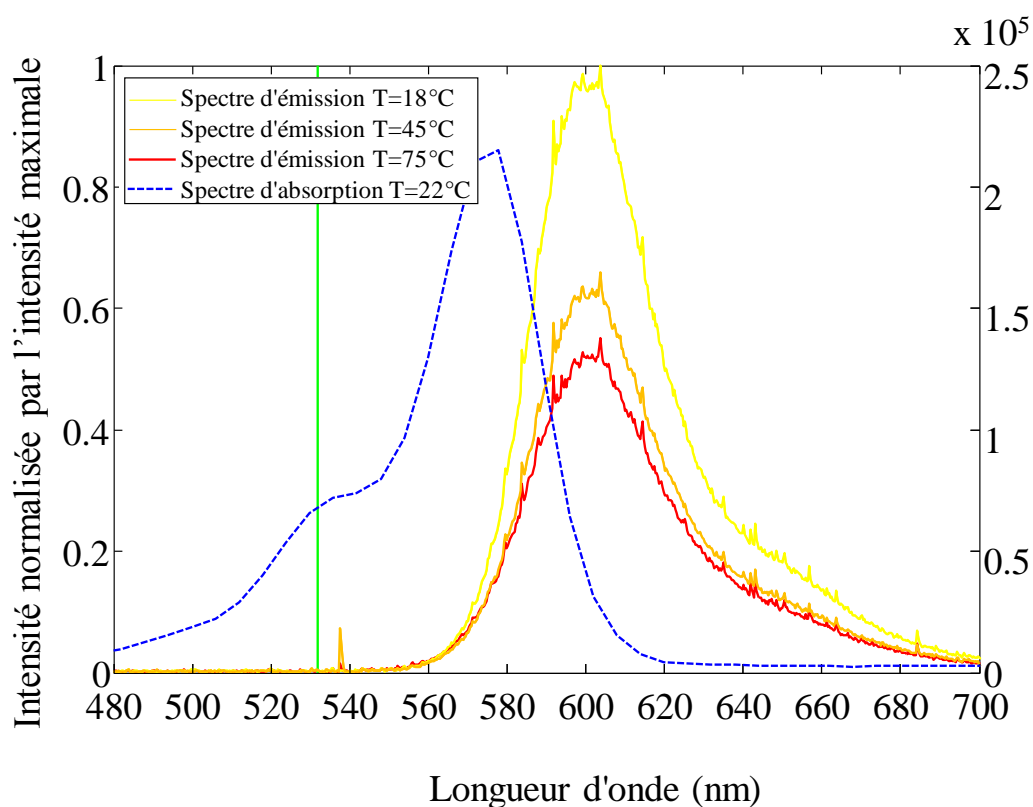


figure IV.12 : Spectre d'émission à différentes températures et du spectre d'absorption de la Rhodamine 640, en fonction de la longueur d'onde.

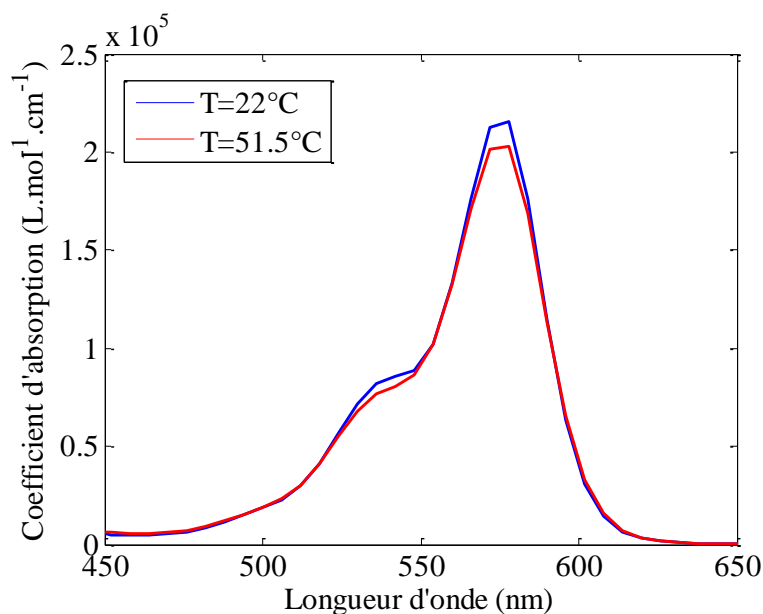


figure IV.13 : Evolution du coefficient d'absorption de la Rhodamine 640 pour deux températures, à concentration fixée $C = 10^{-5} \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$, en fonction de la longueur d'onde.

Par ailleurs, le coefficient d'absorption ne varie pas de manière significative avec la température (figure IV.13). La figure IV.14 présente l'évolution de la sensibilité spectrale en température de la rhodamine 640 dans l'eau, ce qui permet de choisir des bandes spectrales de détection optimales.

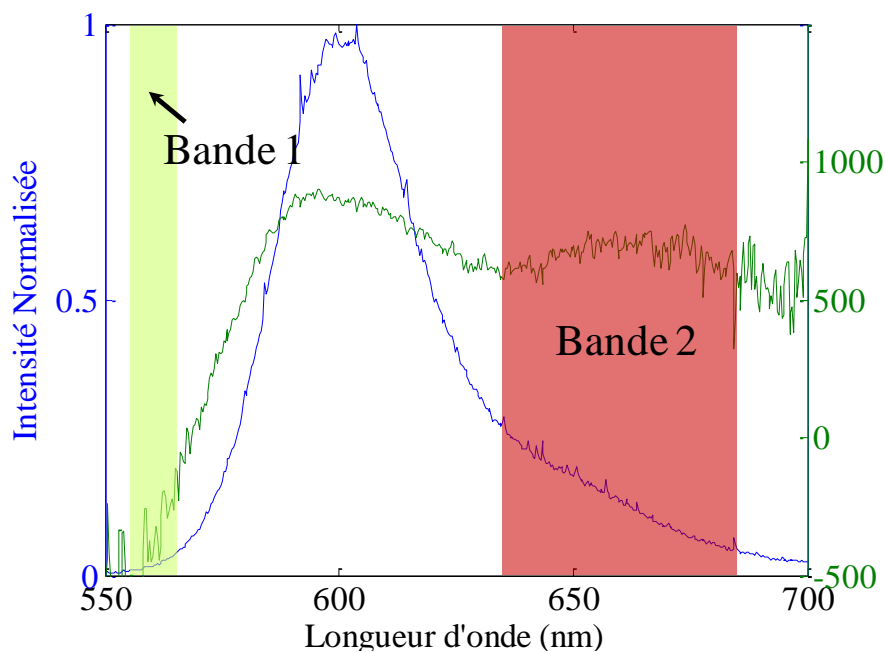


figure IV.14 : Evolution spectrale de la sensibilité à la température de la Rhodamine 640 en solution dans l'eau et sélection des bandes spectrales de détection.

Nous avons choisi de sélectionner une première bande spectrale comprise entre 555 nm et 565 nm, pour laquelle la sensibilité en température est faible, en dépit du faible niveau d'intensité. La seconde bande spectrale située entre 635 nm et 685 nm, présente une émission très intense et une forte sensibilité en température.

5. Dispositif expérimental de fluorescence induite par plan laser à deux couleurs

a. Dispositif opto-électronique

Contrairement aux développements récents de la fluorescence induite par laser à deux couleurs, essentiellement ponctuels, il a été décidé de mettre au point une stratégie de mesure par imagerie (figure IV.15).

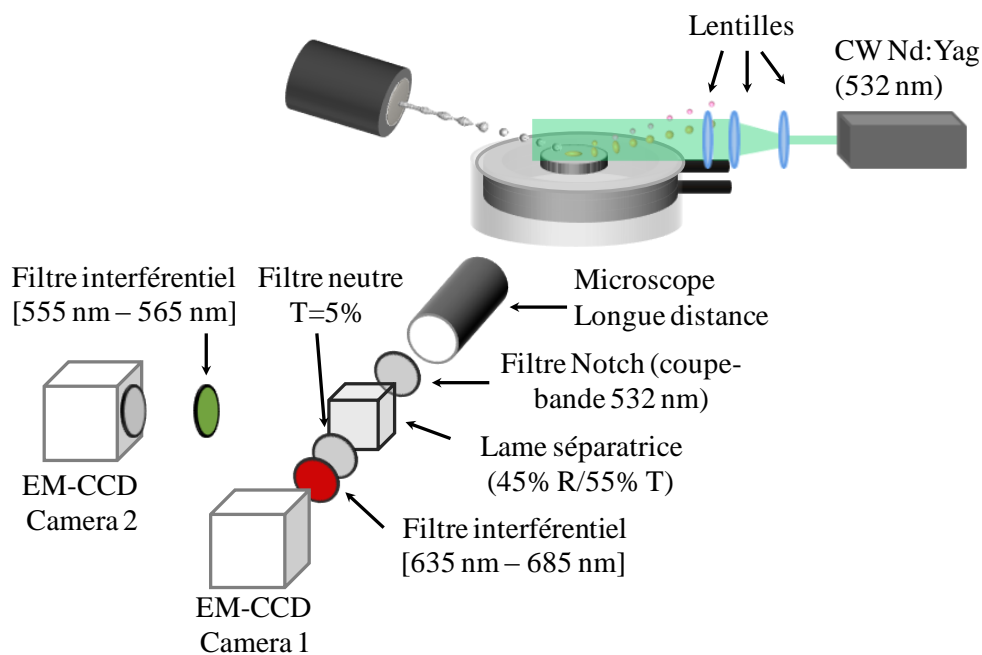


figure IV.15 : Schéma du dispositif expérimental du système de détection optique de la fluorescence à 2 couleurs

L'excitation du traceur fluorescent s'effectue à l'aide d'un laser Nd-Yag doublé en fréquence et continu (Quantum Finesse $P_{\max}=6$ W @ 532nm). Le faisceau laser cylindrique est transformé à l'aide d'un triplet de lentilles sphériques et cylindrique (figure IV.16) en une nappe laser dont l'épaisseur est de 220 μm et la hauteur de 10.5 mm.

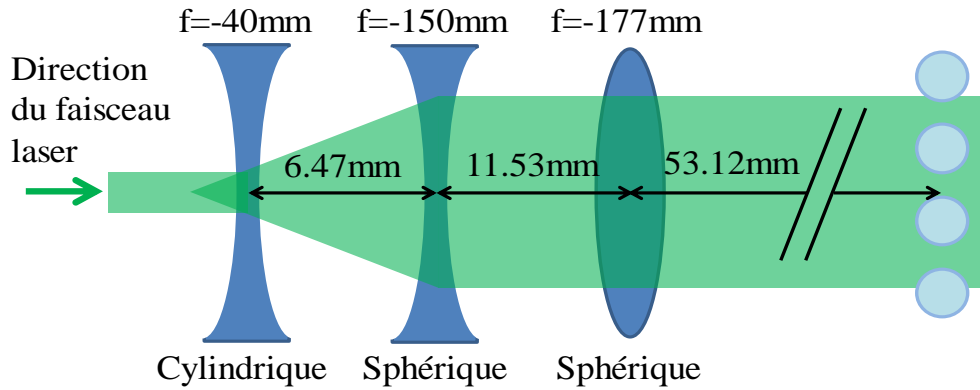


figure IV.16 : Schéma représentant le triplet de lentilles utilisées pour la formation de la nappe laser

L'évolution de l'épaisseur et de la hauteur de la nappe laser est donnée sur les figure IV.17 et figure IV.18. On y retrouve les positions de la lentille cylindrique (trait rouge), des deux lentilles sphériques (traits bleus) et de la position du plan de focalisation correspondant à la zone d'observation (trait pointillé magenta).

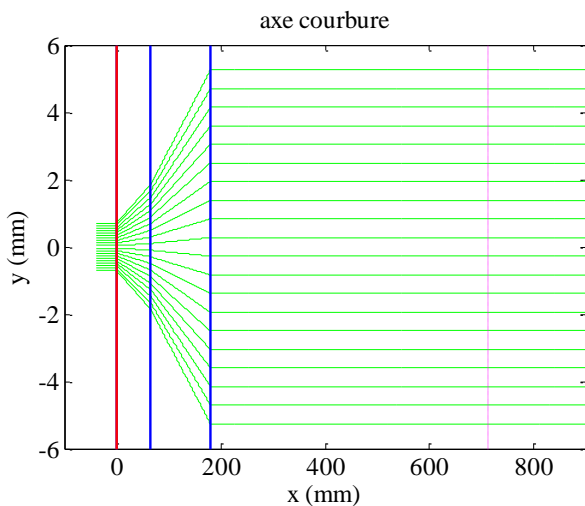


figure IV.17 : Evolution de la hauteur de la nappe laser en fonction de la distance parcouru par celui-ci

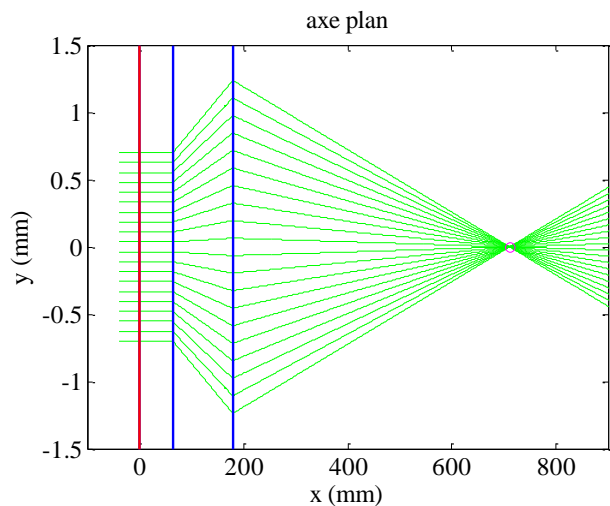


figure IV.18 : Evolution de l'épaisseur de la nappe laser en fonction de la distance parcouru par celui-ci

La zone de mesure est observée par un microscope à longue distance (Questar QM-1) qui est positionné perpendiculairement au plan laser à une distance d'environ 84 cm. Ce type d'appareil présente l'avantage de pouvoir observer une scène très petite à une distance importante, permettant ainsi de libérer un espace libre conséquent autour du dispositif de chauffage pour installer le cas échéant la caméra rapide et faire des observations par ombroscopie. Le champ d'observation à cette distance de travail est d'environ $3 \times 3 \text{ mm}^2$. La détection du signal de fluorescence sur chacune des deux bandes spectrales est assurée par deux caméras à multiplication d'électrons (Hamamatsu EM-CCD camera C9100-02, 14 bits) possédant une résolution de 1000×1000 pixels. La taille des pixels du capteur est de $8 \text{ }\mu\text{m}$.

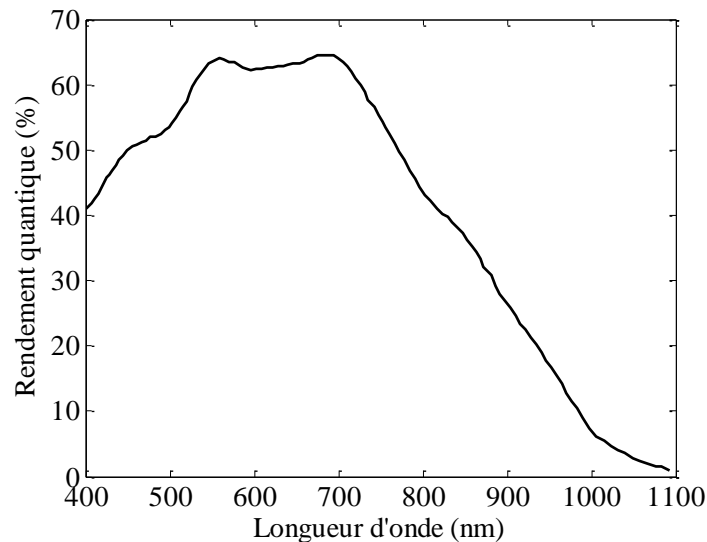


figure IV.19 : Evolution du rendement quantique des capteurs de la caméra en fonction de la longueur d'onde

Le principe de fonctionnement d'un capteur CCD est le suivant : des photons lumineux impactent les pixels (ou photosites) puis sont convertis en paire électrons-trous par effet photoélectrique. Ces électrons, directement proportionnels au nombre de photons lumineux reçus, sont ensuite stockés, puis convertis en un signal de 14bits, traduisant l'intensité reçue par le pixel. Pour des caméras CCD classiques, durant la lecture et la conversion des électrons stockés en signal digital, des photons continuent d'impacter les photosites. Si la lecture n'est pas assez rapide, des électrons continuent à être stocker entrainant des erreurs, surtout lors de forte intensité lumineuse, ou le flux de photons est élevé. La technologie à transfert de trame s'affranchit de ce type d'erreur. Elle consiste en l'utilisation d'une seconde trame insensible à la lumière, et réservée au stockage d'électrons provenant de la première trame. Ainsi, lorsque les électrons de la seconde trame sont convertis, la première trame peut continuer l'acquisition d'images. Les principaux inconvénients de cette technologie sont la multiplication par deux de la taille du capteur pour une même résolution que sur des capteurs classique, et une réponse spectrale du capteur non uniforme (figure IV.19).

Les caméras utilisées sont dites « à multiplication d'électrons ».

d'électrons série (où les charges sont transférées de photosite en photosite par le jeu de variations de potentiel cycliques appliquées aux grilles à la fin de l'exposition)

plusieurs paires d'électrodes. Une forte tension est appliquée entre ces 2 électrodes, créant au moment du transfert des électrons

électrons, proportionnellement au potentiel. En insérant ce registre de gain avant l'amplificateur

/bruit.

Les caméras sont utilisées sans objectifs, l'image étant formée sur les matrices CCD à l'aide du microscope longue distance. Dans notre configuration, le temps d'ouverture des caméras

n'est pas suffisamment court pour que l'on puisse visualiser les gouttes individuellement. Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant, il est nécessaire d'augmenter le temps d'ouverture des caméras. Ceci empêche la visualisation des gouttes individuellement. Le temps d'ouverture est typiquement de l'ordre d'une centaine de millisecondes, avec une fréquence d'injection d'environ 10 kHz, le signal de fluorescence collecté correspond donc à la contribution d'environ un millier de gouttes. Les images de champs de température se comprennent comme des champs moyens sur la trajectoire de l'ensemble des gouttes (figure IV.31).

Le flux lumineux traverse tout d'abord un filtre holographique (Notch Plus, Kayser Optical, de densité optique 6, avec une coupure étroite 700cm^{-1} autour de 532 nm) afin de bloquer la diffusion de Mie du laser par les gouttes, en complément des filtres passe-bande utilisés. Un séparateur pelliculaire neutre (R/T 45/55 %) permet de diviser le signal initial en vue de son acquisition par les deux caméras. Un filtre neutre ayant une transmission de 5% est disposé sur la seconde bande spectrale (635 nm – 685 nm) afin d'atténuer l'intensité transmise sur cette bande et ainsi rééquilibrer les signaux des deux caméras, l'intensité liée à la première bande spectrale étant nettement inférieure. Un gain égal à 30 est également appliqué sur la caméra correspondant à la première bande spectrale pour parfaire cet équilibrage. Un filtre interférentiel est disposé dans un porte-filtre vissé devant le capteur de chaque caméra. Le système de collection est placé dans une enceinte capitonnée afin de supprimer le bruit parasite (figure IV.20).

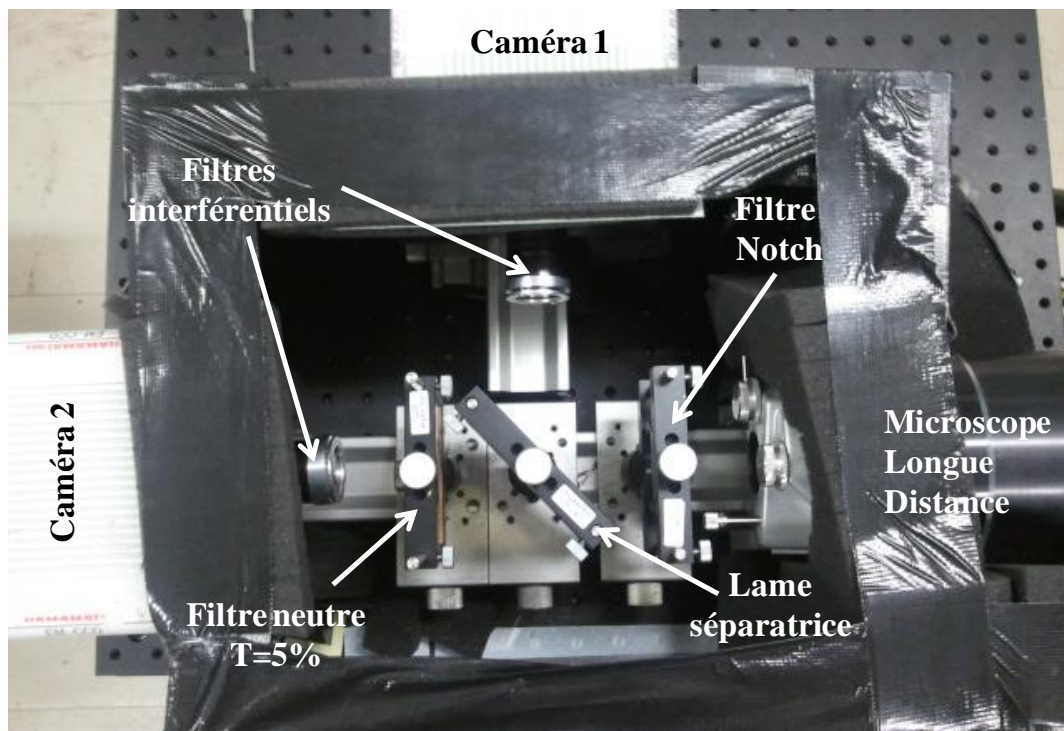


figure IV.20 : Photo du système de détection de la fluorescence induite par laser

b. Caractérisation de la chaîne de détection et stratégie de traitement du signal

Un binning de 4x4 permet d'augmenter le niveau de signal par pixel effectif, ceci se fait néanmoins au détriment de la résolution, qui devient alors 250x250 pixels. Le binning est une technique d'acquisition numérique qui consiste à regrouper plusieurs pixels de la caméra en un seul pixel. Cette technique permet ici d'augmenter la résolution temporelle tout en limitant le bruit des pixels. Le déclenchement des caméras est synchronisé à partir d'une même source externe afin de diminuer le temps d'attente entre chacune des images prises par les deux caméras. La figure IV.21 représente la moyenne des écarts-types des pixels (rapporté à leur niveau moyen) en fonction du niveau moyen de l'image pour différents gains d'amplification appliqués et un binning de 4x4. Pour ces tests, les deux caméras EM-CCD ont été soumises à un éclairage uniforme, dont on a fait varier l'intensité. Les moyennes et écart-types de chaque pixel sont calculés sur une centaine d'images acquises successivement.

Comme attendu, l'écart-type normalisé augmente rapidement avec le gain d'amplification et les faibles niveaux de signal. De ce fait, les mesures ont été effectuées avec des gains modérés, compris entre 0 et 30. Afin d'accroître la précision, il sera utile de cumuler plusieurs images et d'en faire la moyenne.

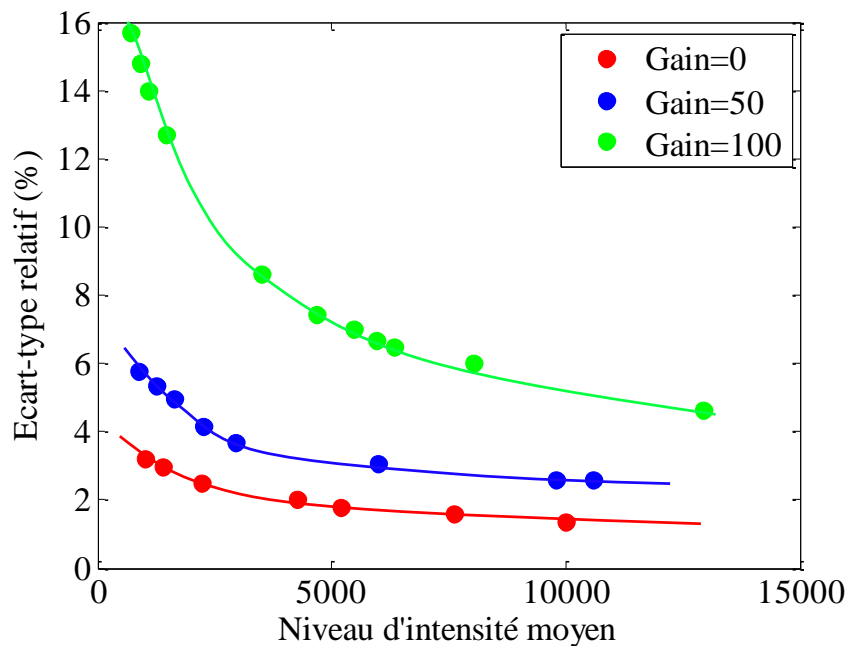


figure IV.21 : Moyenne de l'écart-type mesuré sur l'ensemble des pixels.

Ainsi, lors de l'acquisition de l'intensité de fluorescence, plusieurs images sont enregistrées et moyennées entre elles pour améliorer la précision du rapport de fluorescence. Le nombre de ces images est calculé pour obtenir une précision de l'ordre de 1%. Pour cela, on définit un écart-type σ_i calculé au pixel i sur le nombre d'image N suivant :

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N (I_{i,moy} - I_i(m))^2} \quad (4.22)$$

où $I_{i,moy}$ est l'intensité moyenne calculé au pixel i sur les N images, et $I_i(m)$ l'intensité en ce pixel sur la $m^{\text{ème}}$ image. Le nombre d'images minimum est alors déterminé de sorte à ce que l'ensemble des $\frac{\sigma_i}{I_{i,moy}}$ dans la zone d'intérêt soient inférieurs à 1%. En règle générale, une série d'environ 120 images est nécessaire pour atteindre ce seuil de convergence avec un gain de 30 et un niveau moyen d'environ 6000.

6. Calibration en température

Les bandes spectrales de détection étant sélectionnées, une calibration est nécessaire pour déterminer le coefficient de sensibilité à la température $B_1 - B_2$ du traceur fluorescent dans son solvant, couplés au système de détection (équation (4.20)). Cette calibration est réalisée dans une cuve contenant une solution aqueuse faiblement concentrée de rhodamine 640 ou de fluorescéine FL27 ($C = 5.10^{-7}$ mol/L), afin de limiter la réabsorption de la fluorescence sur le trajet optique de la détection. Le liquide est chauffé à l'aide d'une résistance électrique. La température est contrôlée par thermocouple relié au dispositif de régulation de puissance alimentant la résistance.

La nappe laser est positionnée à moins d'un millimètre du bord de la cuve (figure IV.22) pour réduire la réabsorption. Un agitateur magnétique est disposé à l'intérieur de la cuve dans le but d'uniformiser la température au sein de la cuve et d'éviter le phénomène de photoblanchiment du traceur fluorescent.

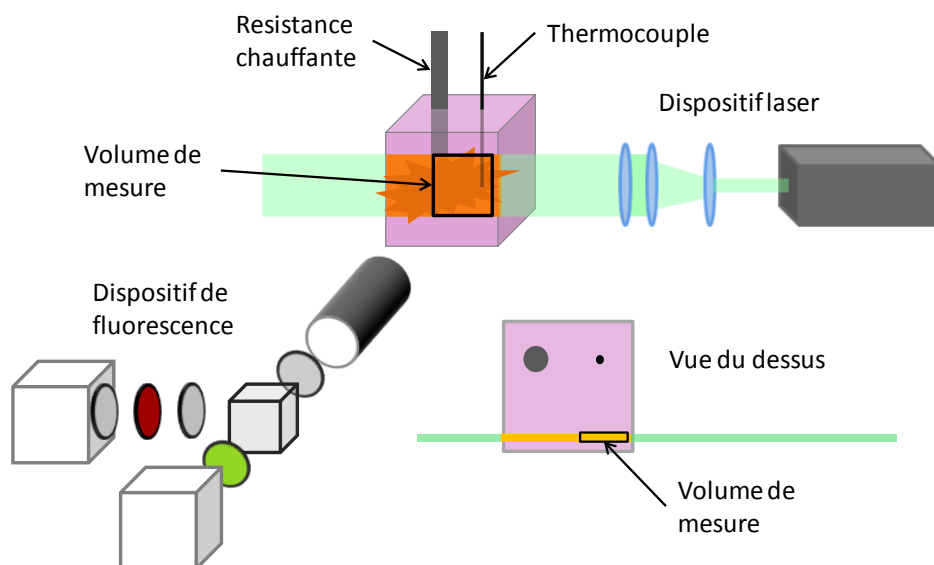


figure IV.22 : Schéma du dispositif expérimental pour effectuer la calibration en température

L'évolution du rapport de fluorescence en fonction de la température est représentée (figure IV.23 et figure IV.24) pour la fluorescéine 27 et la rhodamine 640. Ce rapport est calculé à partir de la moyenne des niveaux de l'ensemble des pixels de l'image et de la moyenne d'une centaine d'images de manière à garantir la convergence statistique du rapport de fluorescence. Il est alors possible d'en déduire la sensibilité à la température de la chaîne de mesure.

Nous obtenons pour la fluorescéine FL27 une sensibilité à la température de $\beta = \beta_1 - \beta_2 = 1023K$ (figure IV.23) et pour la Rhodamine 640 $\beta = \beta_1 - \beta_2 = -1377K$ (figure IV.24). Dans ces conditions, une variation du signal de 1% correspond à une variation en température d'environ 0.8°C pour la fluorescéine 27, et d'environ 0.63°C pour la Rhodamine 640.

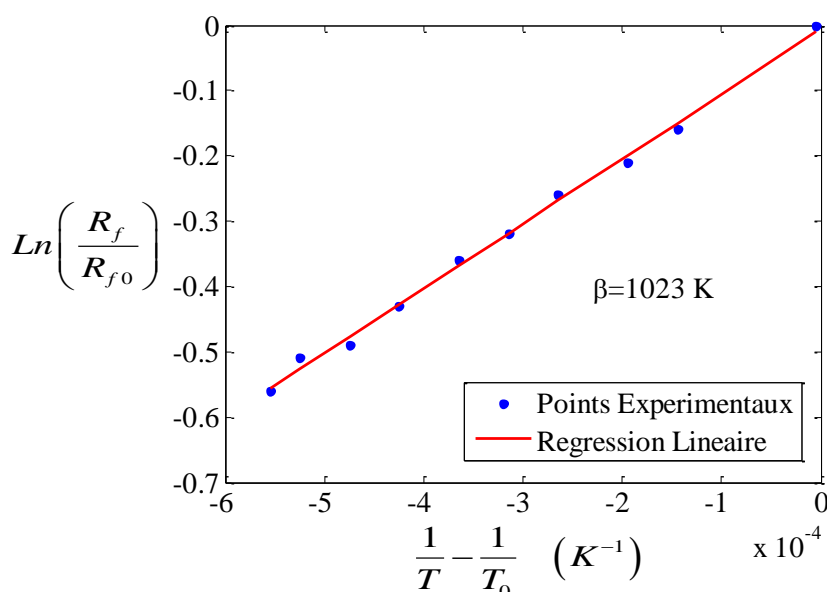


figure IV.23 : Evolution du logarithme du rapport des intensités de fluorescence en fonction de l'inverse de la température mesurée en cuve, cas de la FL 27

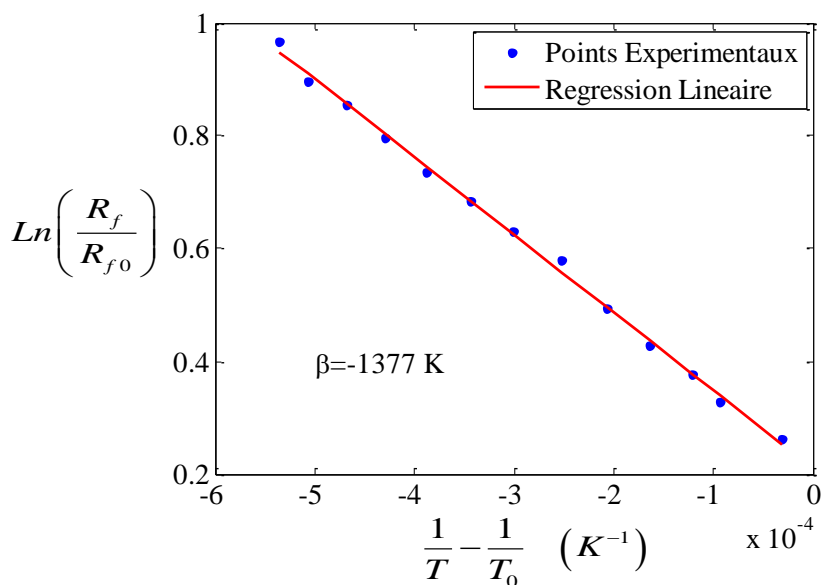


figure IV.24 : Evolution du logarithme du rapport des intensités de fluorescence en fonction de l'inverse de la température mesurée en cuve, cas de la R 640

7. Procédure de traitement et de correction des images.

La caractérisation du champ de température passe par des étapes de correction préalables, résumé au niveau du schéma de la figure IV.25. Une fois les champs de fluorescence acquis et soustrait du bruit dans le noir, l'image du rapport de fluorescence R_f est calculée. Ce calcul nécessite un repositionnement précis des images des deux caméras. Le rapport de fluorescence est ensuite divisé par un rapport de fluorescence en cuve $R_{f,cuve}$ mesuré dans des conditions isothermes. Le but de cette division est de corriger les aberrations chromatiques qui affectent le rapport de fluorescence. Le rapport $R_{fc}(T)$ obtenu à la suite de cette division, est finalement converti en température grâce à une prise de référence.

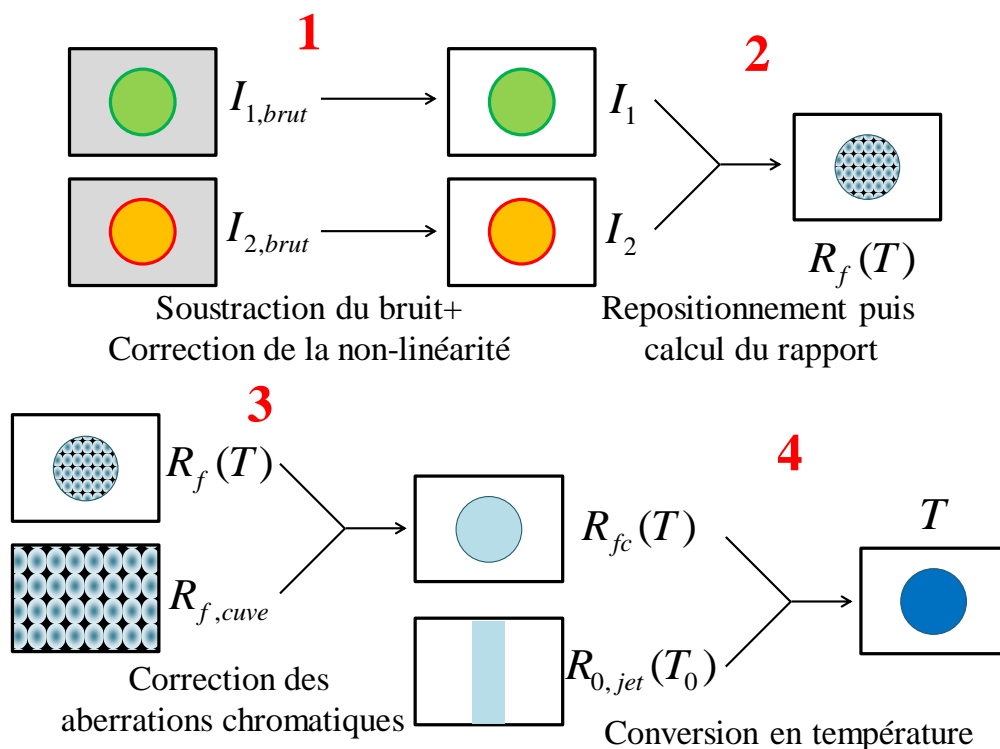


figure IV.25 : Schéma de l'ensemble des étapes nécessaires à l'obtention d'un champ de température

Cette référence est mesurée dans un jet de gouttes dont la température est connue. La conversion en température du rapport doit tenir compte de l'effet lié à la taille des gouttes, et de la sensibilité à la température du système précédemment calibré. Chacune des étapes de ce traitement va maintenant être détaillée.

a. Correction de la linéarité du capteur des caméras

La linéarité de la chaîne de détection, autrement dit sa réponse en fonction d'un flux de photon, a été caractérisée en premier. Pour un gain et un binning imposés, une relation univoque f_i existe entre le niveau d'intensité N_i du $i^{\text{ème}}$ pixel et le nombre de photons ν_i reçu durant le temps d'exposition Δt de la caméra. On a ainsi :

$$N_i = f_i(v_i) = f_i(k_i \cdot W \cdot \Delta t) \quad (4.23)$$

où W est la puissance laser mesurée par le wattmètre, k_i est un coefficient propre à chacun des pixels qui traduit la non-uniformité spatiale de la réponse de chacun des pixels du capteur CCD. Cette fonction f_i peut ne pas être tout à fait linéaire, mais elle doit dans ce cas être déterminée afin de pouvoir corriger cette non-linéarité. En remplaçant le niveau d'intensité N_i par $f_i^{-1}(N_i)$, la non-uniformité spatiale de la réponse du capteur pourra être corrigée.

Cependant, la fonction f_i^{-1} ne peut être déterminée directement, car les coefficients k_i sont eux-aussi inconnus. Afin de trouver les valeurs des k_i , les caméras CCD sont caractérisées séparément. Pour cela, le dispositif représenté en figure IV.15 a été légèrement modifié pour ces expériences (figure IV.26). Une cuve remplie d'une solution de colloïde est placée devant le capteur des caméras et est éclairée par l'arrière à l'aide d'un faisceau laser élargi au moyen d'une lentille divergente. Un wattmètre calorimétrique est utilisé pour mesurer la puissance du faisceau laser. La diffusion multiple par les particules colloïdales permet d'obtenir une source étendue homogène en intensité.

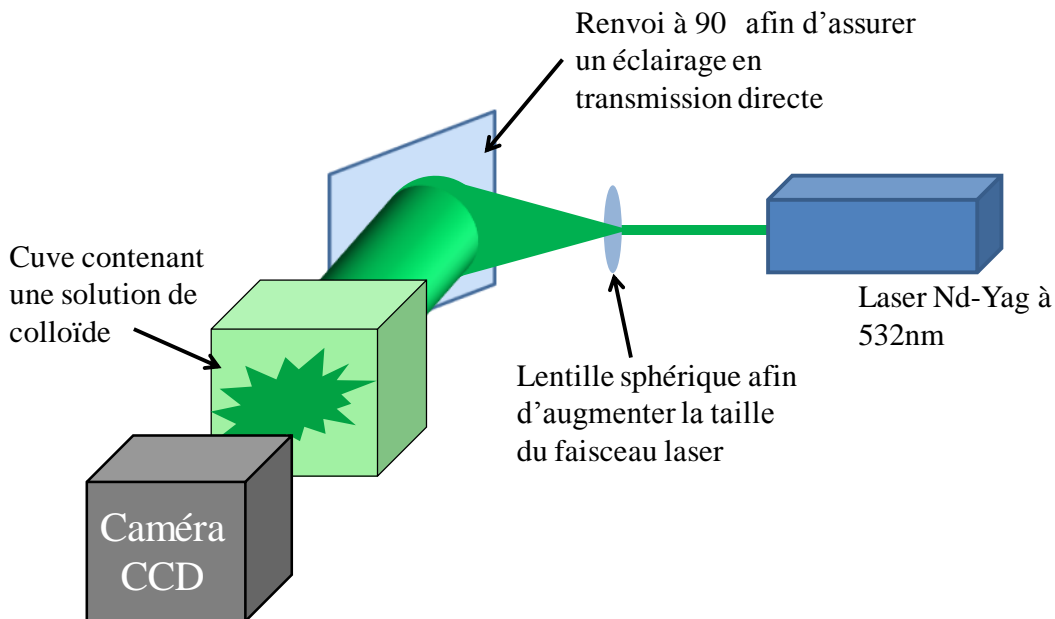


figure IV.26 : Dispositif expérimental modifié afin de déterminer la non-homogénéité de la réponse des capteurs des caméras.

Des images sont ensuite enregistrées par chacune des caméras, dépourvues d'objectif (figure IV.27 et figure IV.28), ceci pour s'affranchir des aberrations créées par les éléments optiques de la chaîne (microscope, filtres et lames séparatrices).

Les champs d'intensités détectés (figure IV.27 et figure IV.28) ne sont pas tout à fait homogènes ce qui est probablement dues à des réponses différentes suivant les pixels. Cependant, il ne faut pas non plus exclure que l'éclairage des capteurs des caméras ne soit pas tout à fait uniforme en dépit des soins apportés au montage expérimental.

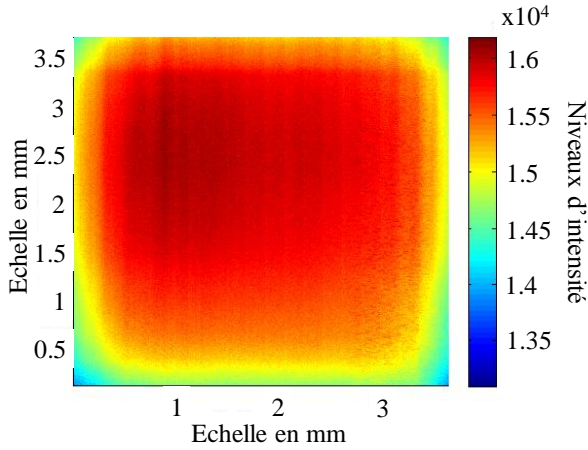


figure IV.27 : Champ d'intensité détecté par la caméra 1 (sans objectif) pour une source uniforme étendue. Aucun binning appliqué.

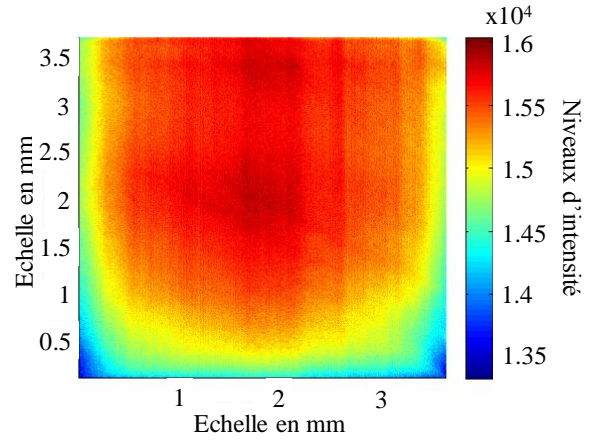


figure IV.28 : Champ d'intensité détecté par la caméra 2 (sans objectif) pour une source uniforme étendue. Aucun binning appliqué.

Pour chacune des deux caméras, une série d'images est enregistrée à n différentes puissances laser W_l . Un calcul itératif est mise en œuvre afin de trouver f_i^{-1} . Pour initier ce calcul, on remarque que si la réponse du capteur était linéaire et uniforme, les coefficients k_i seraient données à une constante près (la même pour chaque pixel) par le rapport $N_{i,l}/W_l \cdot \Delta t_l$, où l désigne la $l^{\text{ème}}$ mesure effectuée avec une puissance laser W_l et un temps d'ouverture Δt_l . Une première estimation $k_{i,0}$ est donc donnée par:

$$k_{i,0} = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^n \frac{N_{i,l}}{W_l \cdot \Delta t_l} \quad (4.24)$$

Une estimation de la fonction f_i^{-1} est ensuite déterminée à partir d'une régression polynomiale de degré 4 sur l'ensemble des points $\{(N_{i,l}, k_{i,0} \cdot W_l \cdot \Delta t_l)\}_{l=1..n}$ obtenus aux différentes puissances d'éclairément testées. Il s'agit du polynôme $f_{i,0}^{-1}$.

A l'itération suivante, le coefficient $k_{i,1}$ de chaque pixel est déterminé en minimisant les l écarts entre $f_{i,0}^{-1}(N_{i,l})$ et $k_{i,1} \cdot W_l \cdot \Delta t_l$ au sens des moindres carrées, soit :

$$k_{i,1} = \frac{\sum_{l=1}^n f_{i,0}^{-1}(N_{i,l})}{\sum_{l=1}^n W_l \cdot \Delta t_l} \quad (4.25)$$

Un nouveau polynôme est déterminé pour la fonction f_i^{-1} et ainsi de suite jusqu'à convergences de f_i^{-1} et des coefficients k_i . Les calculs montrent que l'ensemble des pixels ont une réponse f_i^{-1} quasi-identique en fonction du flux lumineux W . Il est donc possible de déterminer une fonction unique f^{-1} applicable à l'ensemble des pixels.

L'évolution de f^{-1} en fonction du niveau de gris pour chacune des caméras est présentée sur la figure IV.29. Alors que f^{-1} semble avoir une évolution quasi-linéaire pour la caméra 1, f^{-1}

dans le cas de la caméra 2 voit sa pente diminuer autour de 6000 niveaux pour remonter vers 10 000 niveaux d'intensité. La réponse en niveau d'intensité de la caméra 2 par rapport au flux lumineux reçu n'est donc pas linéaire. Par la suite, la fonction f^{-1} sera systématiquement appliquée aux images de mesure, après soustraction du bruit dans le noir de celles-ci.

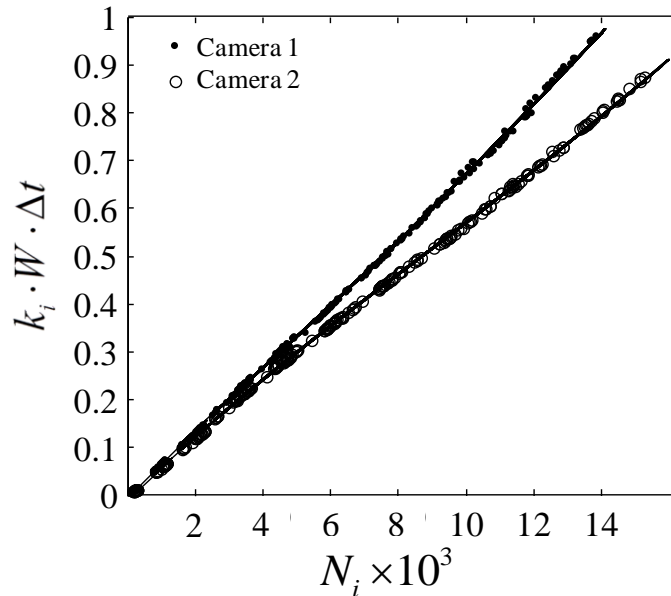


figure IV.29 : Evolution du flux de photons détectés par les capteurs en fonction du niveau d'intensité mesuré par chacune des deux caméras.

L'intérêt de cette correction peut être illustré dans le cas d'un jet de gouttes. La figure IV.30 montre ainsi l'évolution du rapport de fluorescence normalisé R_f/R_{f_0} dans le cas d'un jet de gouttes isotherme éclairé par une nappe laser dont l'intensité laser est modifiée progressivement alors que le temps d'intégration des caméras est maintenu constant. R_{f_0} est un rapport de référence obtenu en cuve à une température uniforme. Comme il sera expliqué plus loin cette normalisation sert de correction aux aberrations chromatiques. R_f/R_{f_0} est ici moyenné sur l'ensemble des pixels du jet de gouttes.

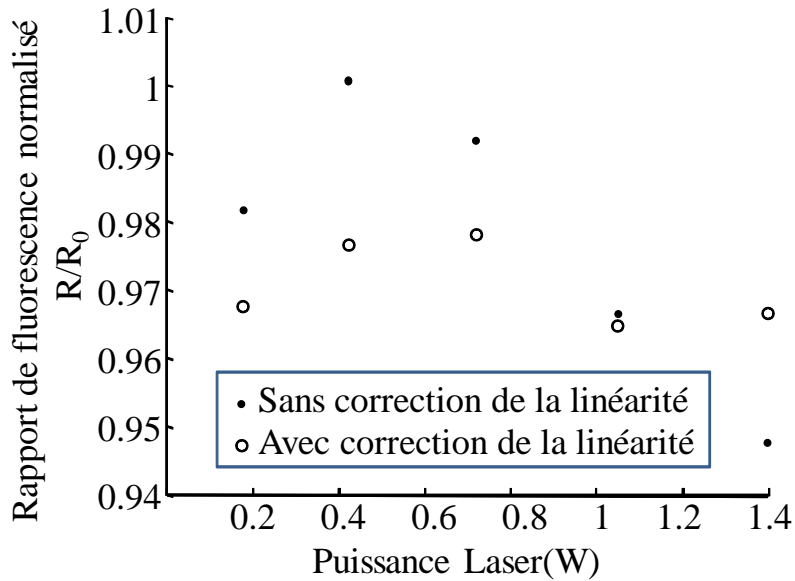


figure IV.30 : Evolution du rapport de fluorescence normalisé en fonction de l'intensité laser, avec et sans correction de la linéarité du capteur.

Avant correction, le rapport R_f/R_{f0} varie d'environ 5%, ce qui correspond à des écarts de plus de 3°C en prenant en compte la sensibilité en température de la rhodamine 640. Après correction, les variations du rapport R_f/R_{f0} sont de l'ordre du pourcent, soit une erreur inférieure au degré sur la température mesurée.

b. Repositionnement des images des deux caméras

Une des principales difficultés liée à la procédure de mesure provient du fait qu'elle requiert une parfaite correspondance pixel à pixel des images des deux caméras pour calculer l'image du rapport de fluorescence.

Dans un certain nombre d'études de nature voisine [70-73], cette correspondance est obtenue grâce à l'observation d'une grille de points ou d'un objet de référence. La démarche la plus suivie dans ces études consiste à repérer chaque pixel dans un système de coordonnées absolues rattaché à l'expérience. Il s'agit donc de déterminer les coordonnées physiques de chaque point des images des deux caméras. La connaissance de ces coordonnées sert ensuite à établir des correspondances entre les pixels des deux caméras.

Des procédures relevant de cette démarche ont été décrites dans certaines études [71, 73]. Dans ces travaux, le champ de vision des caméras est cependant relativement large (typiquement quelques centimètres) et ainsi une grille de points espacés de l'ordre du millimètre est suffisante.

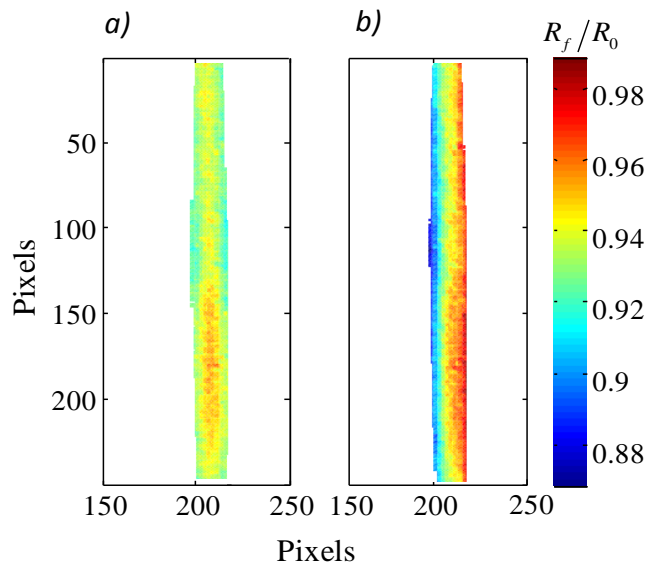


figure IV.31 : *Rapports de fluorescence normalisés mesurés dans un même jet de gouttes monodisperse vertical. L'image de droite correspond à un décalage de 0,5 pixels dans la direction horizontale.*

Cette approche est plus difficile à appliquer dans le cas présent. En effet, un pixel visualise une zone d'environ $10\ \mu\text{m}$ avec un binning de 4×4 , et pour minimiser les erreurs sur le calcul du rapport de fluorescence, un repositionnement subpixel des images des deux caméras est nécessaire. Sur la figure IV.31, est présenté l'image du rapport de fluorescence déterminée sur un jet de gouttes pour deux repositionnement des images décalés de seulement 0.5 pixel perpendiculairement au jet. Il peut être constaté qu'une différence de positionnement aussi faible peut causer des erreurs importantes sur le rapport de fluorescence.

Dans une première étape, une grille de points est utilisée pour estimer le décalage entre les images des caméras. La grille est présentée sur la figure IV.32. Elle consiste en une matrice de points de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre espacés de $125\ \mu\text{m}$.

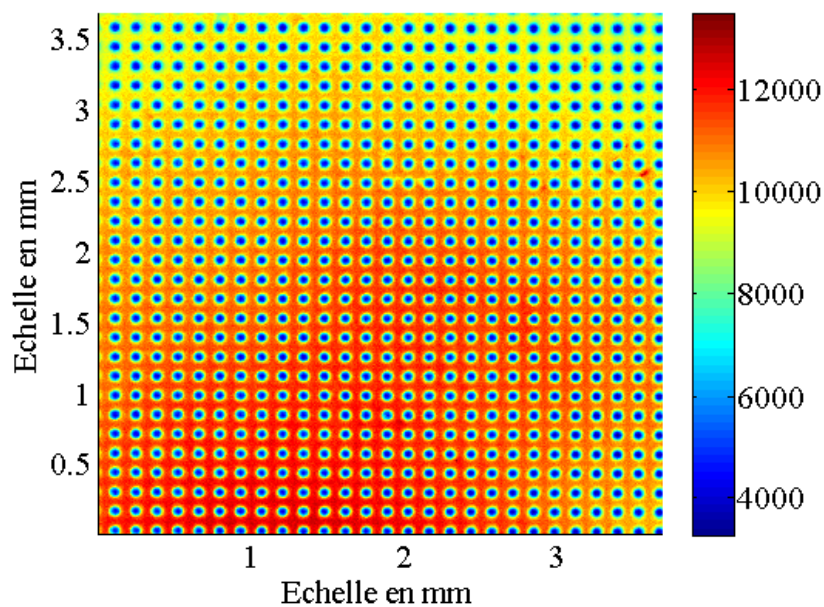


figure IV.32 : *Image de la grille visualisée par la caméra CCD en transmission*

Un seuillage basé sur le niveau de gris permet de détecter les objets (ou points) de la grille et de déterminer les coordonnées de leurs centres représentés sur la figure IV.33. On voit clairement qu'une rotation, ainsi que des translations horizontales et verticales sont nécessaires à la superposition des images des deux caméras.

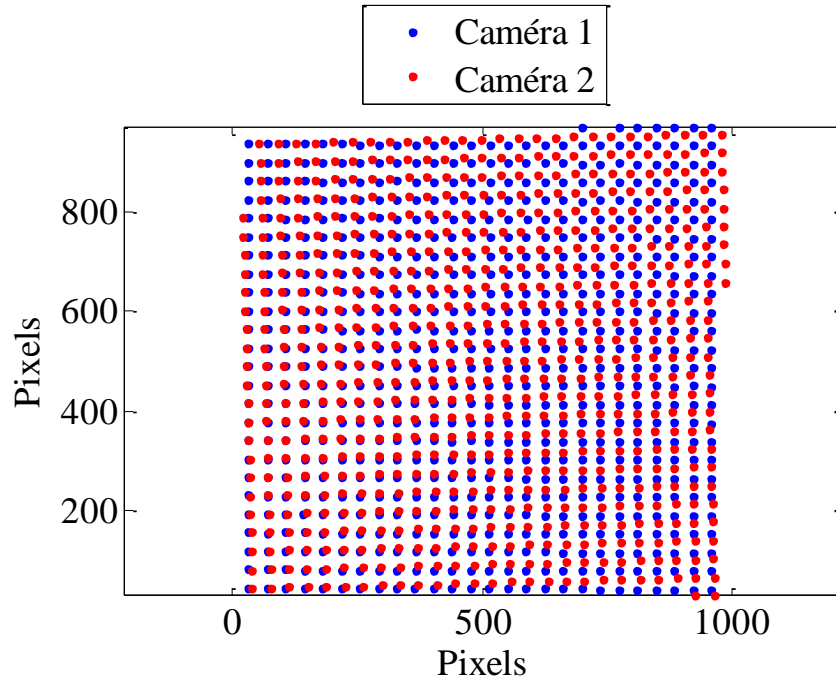


figure IV.33 : Image des centres des points de la grille vue par les deux caméras CCD

On désigne par x et y les coordonnées d'un point dans le repère lié à la caméra. Si ce point est situé au centre d'un pixel, x et y correspondent au numéro de ligne et de colonne du pixel dans l'image.

Soit $(x_{1,i}, y_{1,i})$ les coordonnées du $i^{\text{ème}}$ point de la grille dans le repère lié à la caméra 1, et $(x_{2,i}, y_{2,i})$ celles dans le repère lié à la caméra 2, ces coordonnées ne sont pas entières à priori.

Une transformation permettant de faire coïncider spatialement les points de la grille peut s'écrire:

$$\begin{pmatrix} x_{2,i} \\ y_{2,i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{1,i} \\ y_{1,i} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_x \\ t_y \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

où θ est un angle de rotation, t_x et t_y les composantes d'une translation. La possibilité de distorsions n'est pas prise en compte contrairement à Sakakibara et Adrian [71] qui considèrent une transformation polynomiale d'ordre 3 pour passer des coordonnées $(x_{1,i}, y_{1,i})$ à $(x_{2,i}, y_{2,i})$. Cependant, ici les caméras visualisent la scène à travers un même objectif (le microscope à longue distance). Ceci élimine le besoin de considérer une distorsion puisque celle-ci opérerait identiquement sur les images des deux caméras. Le décalage entre les

coordonnées des deux caméras provient essentiellement d'erreurs d'alignement sur le positionnement et l'orientation des deux caméras ainsi que de la lame séparatrice. Les valeurs de θ , t_x et t_y sont déterminées de façon à minimiser au sens des moindres carrés, la distance entre les points calculés en utilisant l'équation (4.27) et les coordonnées $(x_{2,i}, y_{2,i})$. La figure IV.34 montre que la combinaison d'une rotation et d'une translation est suffisante pour obtenir un bon repositionnement des images de la grille par les caméras.

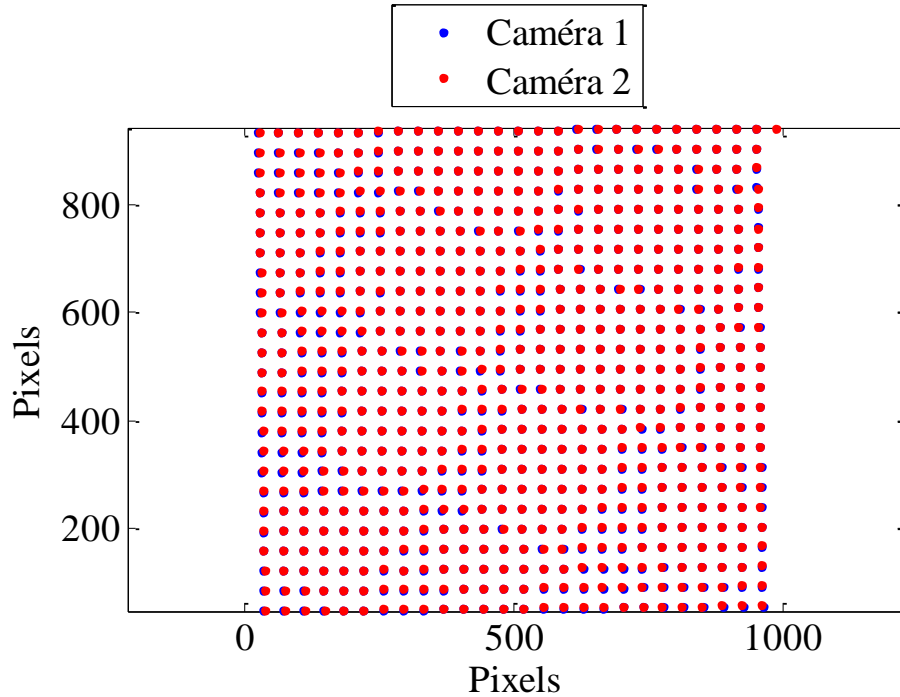


figure IV.34 : Image des centres des points de la grille vue par les deux caméras CCD après premier repositionnement

Muni des paramètres θ , t_x et t_y , la transformation définie par l'équation (4.26) peut être appliquée à toutes les images enregistrées lors des expériences sur les jets de gouttes. Cependant, du fait de la grande sensibilité du rapport de fluorescence au repositionnement des images (figure IV.31), une étape supplémentaire est nécessaire pour parfaire le repositionnement.

Cette étape consiste à ajuster itérativement θ , t_x et t_y afin de minimiser la distance entre les images normalisées des deux caméras. Autrement dit, on suppose que la meilleure correspondance des images est obtenue lorsque la distance $S(\theta, t_x, t_y)$ définie comme suit, est minimale:

$$S(\theta, t_x, t_y) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[\frac{I_1(x_{1,i}, y_{1,i})}{I_{1,\max}} - \frac{I_2(x_{2,i}, y_{2,i})}{I_{2,\max}} \right]^2} \quad (4.27)$$

Dans cette expression, I_1 et I_2 sont les niveaux de gris des images des deux caméras soustraites du bruit dans le noir, $I_{1,\max}$ et $I_{2,\max}$ correspondent à leurs niveaux maximaux. i

désigne un pixel quelconque dans l'image de la caméra 1 qui en contient N . Les coordonnées $(x_{2,i}, y_{2,i})$ sont calculés à partir de $(x_{1,i}, y_{1,i})$ à partir de l'équation (4.26). De ce fait, $x_{2,i}$ et $y_{2,i}$ ne sont pas des nombres entiers et $I_2(x_{2,i}, y_{2,i})$ est obtenu par interpolation bilinéaire de I_2 . Un algorithme itératif permet de minimiser S et ainsi d'obtenir une convergence subpixel pour $(x_{2,i}, y_{2,i})$. Finalement, le rapport de fluorescence est calculé selon l'expression:

$$R_f(x_{i,1}, y_{i,1}) = \frac{I_1(x_{i,1}, y_{i,1})}{I_2(x_{i,1}, y_{i,1})} \quad (4.28)$$

c. Correction des aberrations chromatiques de la chaîne optique

Des mesures réalisées dans une cuve dont la température est maintenue uniforme à l'aide d'un agitateur magnétique, laissent apparaître que le rapport de fluorescence est loin d'être uniforme (figure IV.35). Cette non-uniformité peut essentiellement être attribuée à:

- des aberrations optiques liées au microscope à longue distance utilisé pour former l'image
- à la réponse non-homogène des capteurs des caméras,
- à des variations spatiales de la densité optique des filtres chromatiques et des atténuateurs spécifiques à chaque caméra.

Cette hétérogénéité se retrouve également dans le rapport de fluorescence mesuré sur des trains de gouttes. La figure IV.36 est obtenue par la superposition d'images des rapports de fluorescence d'un jet isotherme déplacé à différentes positions de l'image. Le rapport de fluorescence est affecté par les mêmes aberrations que celle observées en cuve (figure IV.35).

Afin de supprimer les erreurs liées à ces aberrations chromatiques, une solution simple consiste à diviser le rapport de fluorescence $R_f(T)$ mesuré sur le jet de gouttes par un rapport de fluorescence $R_{f,cuve}$ mesurée dans une cuve à la température uniforme. On définit alors un rapport intermédiaire $R_{fc}(T)$:

$$R_{fc}(T) = \frac{R_f(T)}{R_{f,cuve}} \quad (4.29)$$

L'image du rapport de fluorescence $R_{fc}(T)$ permet maintenant de rendre compte de la distribution du champ de température. En particulier, R_{fc} est uniforme lorsque la température est uniforme dans la zone visualisée (figure IV.37).

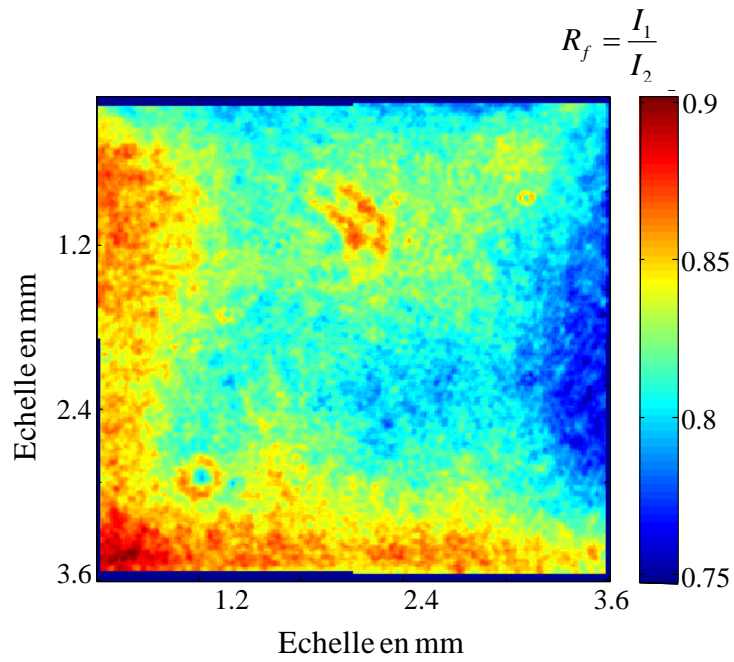


figure IV.35 : Rapport de fluorescence de référence observé dans une cuve d'eau de température uniforme ($T= 21^{\circ}\text{C}$) ensemencé en fluorescéine FL27($C=5.10^{-7}$ mol/L, distance du bord de la cuve à la nappe laser de 1 cm

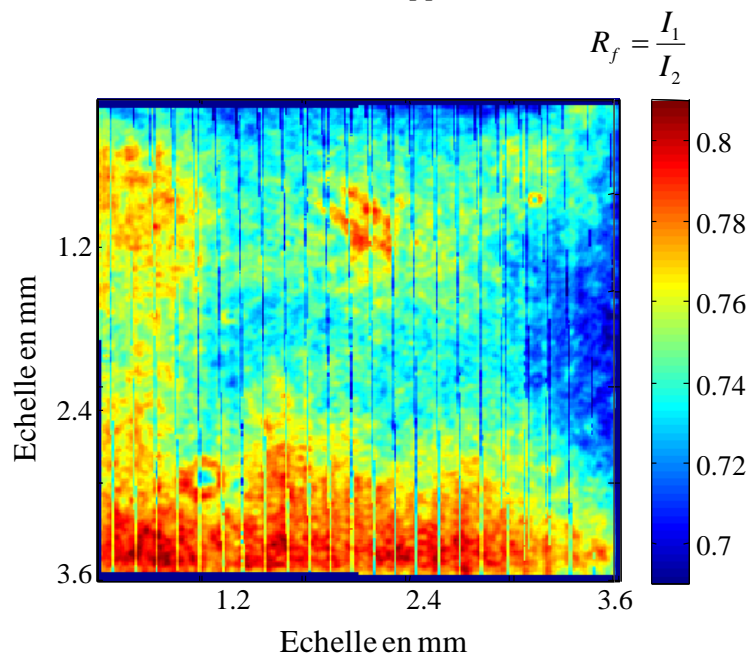


figure IV.36 : Rapport de fluorescence observé dans le jet monodisperse ensemencé en fluorescéine FL27 déplacé horizontalement à plusieurs positions de l'image sans correction des aberrations optiques ($C=10^{-5}$ mol/L).

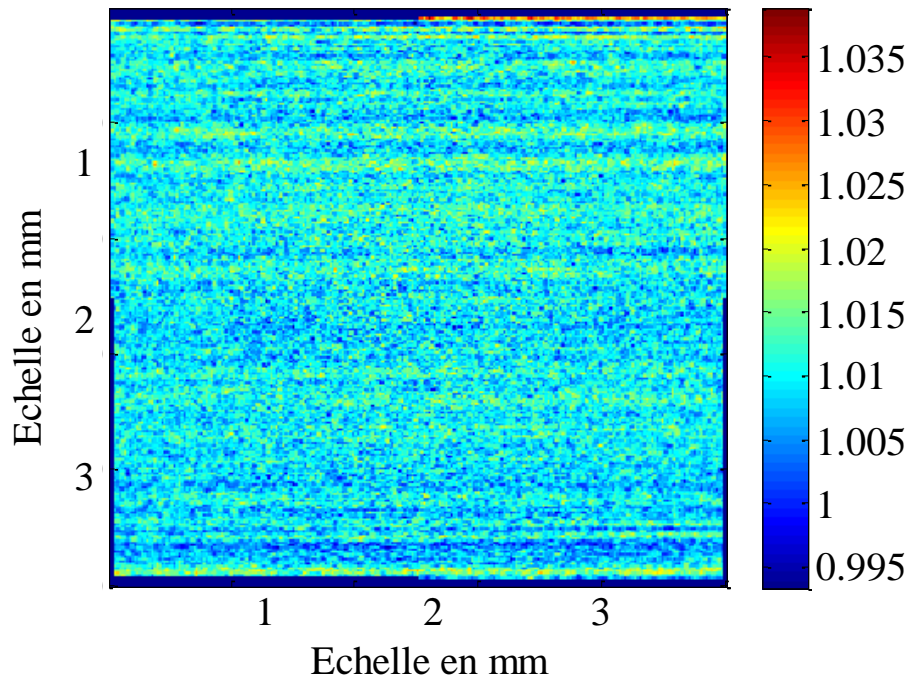


figure IV.37 : Exemple d'un rapport de fluorescence isotherme en cuve avec division par le rapport de référence servant à homogénéiser le rapport.

Une difficulté apparaît toutefois à cause de la présence de stries dans les images obtenues en cuve. En effet, l'intensité de fluorescence mesurée en cuve peut présenter des stries horizontales lorsque le laser passe très près de la paroi (figure IV.38). Celles-ci pourraient provenir de microbulles situées contre la paroi intérieure de la cuve, ou encore à des gradients d'indice dans le verre de la paroi. Ces stries très fines s'accompagnent de variations erronées du rapport de fluorescence malgré les efforts de repositionnement des images des caméras.

Pour faire disparaître les stries, la distance entre la nappe laser et le bord de la cuve est augmentée, ce qui revient à légèrement défocaliser les caméras (figure IV.39). De ce fait, la réabsorption du signal de fluorescence ne peut plus être considéré comme négligeable et l'équation (4.6) n'est alors plus valable. Le rapport $R_{f,cuve}$ ne peut donc être considéré comme un rapport de référence pour la conversion en température quand bien même la température dans la cuve est connue.

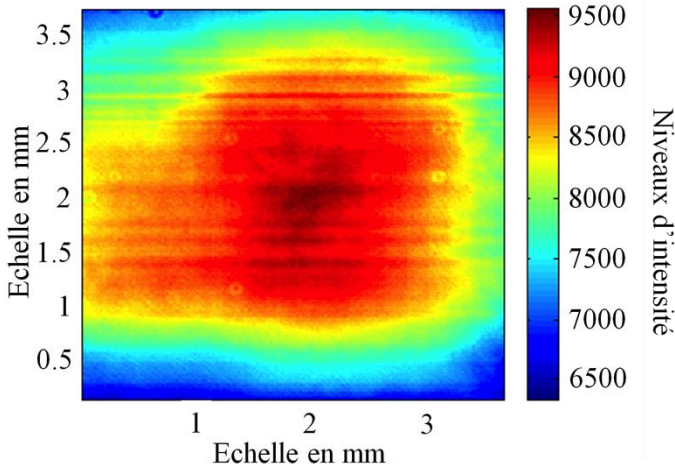


figure IV.38 : Champ de fluorescence visualisée par la caméra 1 dans une cuve d'eauensemencée en FL27, à faible concentration ($c=5.10^{-7} \text{ mol/L}$), la nappe laser effleurant le bord de la cuve. Apparition des stries.

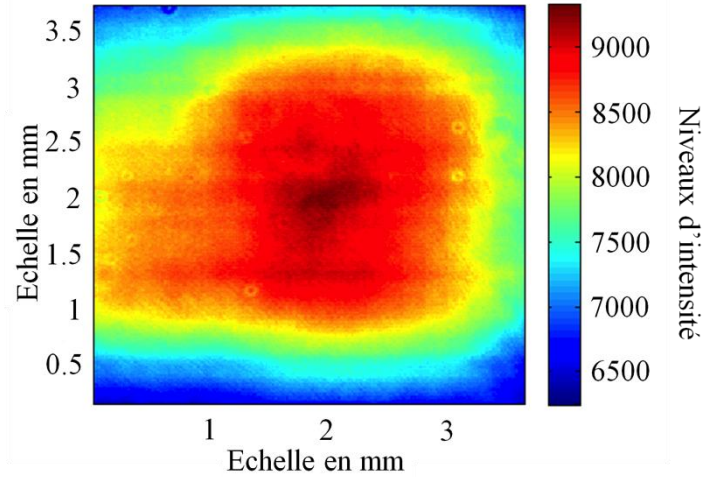


figure IV.39 : Champ de fluorescence visualisée par la caméra 1 dans une cuve d'eauensemencée en FL 27, à faible concentration ($c=5.10^{-7} \text{ mol/L}$), la nappe laser à une profondeur de 4mm du bord de la cuve.

d. Prise d'une référence

Un rapport de référence $R_f(T_{ref})$ à une température connue T_{ref} est nécessaire pour convertir le rapport de fluorescence mesuré en température conformément à l'équation (4.20). La référence est prise sur le train de gouttes près de la sortie de l'injecteur. Sans préchauffage de l'injecteur, la température des gouttes peut être assimilée à la température ambiante.

L'image du rapport de référence $R_f(T_{ref})$ est divisée par l'image du rapport de fluorescence acquise en cuve $R_{f,cuve}$ afin de corriger les aberrations chromatiques mentionnées précédemment:

$$R_{fc}(T_{ref}) = \frac{R_f(T_{ref})}{R_{f,cuve}} \quad (4.30)$$

Le rapport de référence ainsi normalisé est en principe uniforme dans le jet de goutte. Sa valeur moyenne est notée $R_{0,jet}$.

e. Conversion en température

Finalement, la température des gouttes est déterminée à partir de l'image du rapport de fluorescence R_f selon l'équation:

$$T = \left(\frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{R_f / R_{f,cuve}}{R_{0,jet}} \right) + \frac{1}{T_{ref}} \right)^{-1} \quad (4.31)$$

La température est calculée dans les zones de l'image où le signal de fluorescence dépasse un certain niveau au-dessus du bruit (typiquement quelques centaines de niveaux).

8. Aberrations liés aux rayons marginaux

Même si le traitement précédent tient compte et corrige un certain nombre de biais de mesure. Il ne les élimine pas tous et des précautions supplémentaires doivent être prises pour limiter ou supprimer les sources d'erreurs restantes.

Sur les images du champ de fluorescence acquise en cuve, il peut être observé des spots lumineux intenses situés vers le centre des images (figure IV.41). Ceux-ci s'expliquent par le fait que les optiques de détection collectent également des rayons marginaux, assez loin de l'axe optique, qui se focalisent au centre de l'image. Ces rayons marginaux sont peu nombreux et même quasi-inexistants lorsque les mesures sont réalisées sur des jets de gouttes du fait de leur petite taille. Les rayons marginaux proviennent de régions qui ne sont pas normalement dans le champ de vision des caméras. Ces rayons doivent être éliminés pour pouvoir déterminer le rapport R_{cuve} servant de correction aux aberrations chromatiques précédemment décrits. En effet, la focalisation des rayons marginaux au centre des images n'est pas identique pour les deux caméras et donc R_{cuve} est affecté.

Pour les supprimer, une plaque percée d'un trou circulaire est placée contre la cuve, sur la face observée par les caméras. Ce trou permet d'occulter les zones d'où proviennent l'essentiel des rayons marginaux. Une étude préalable a été menée pour connaître le diamètre optimal du trou car il ne faut pas éliminer les rayons para-axiaux ou proche de l'être servant à former l'image non-biaisée. Le diamètre du trou résulte d'un compromis entre l'apparition d'effets de bord (vignettage) visualisé sur la figure IV.40 et la disparition du spot intense présent au centre de l'image (figure IV.41). Ainsi, un trou circulaire de diamètre 7,5 mm a été choisi.

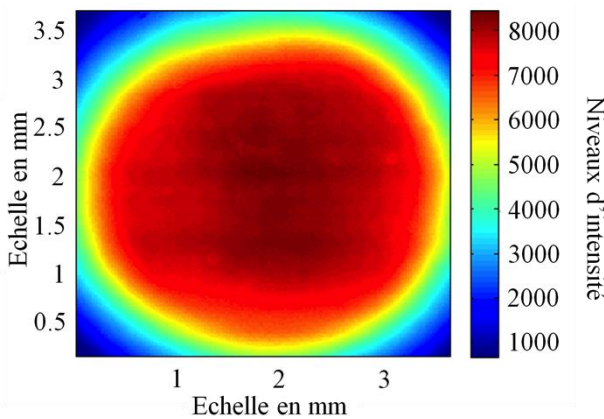


figure IV.40 : *Champ d'intensité de fluorescence observé en cuve ensemencé en FL27, avec une faible concentration $c=5.10^7$ mol/L présence d'un masque circulaire de 5 mm de diamètre*

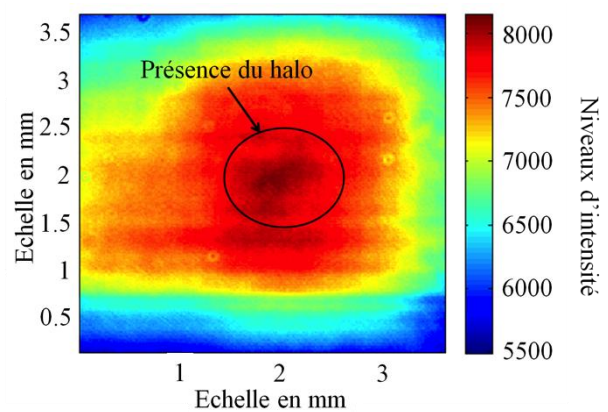


figure IV.41 : *Champ d'intensité de fluorescence observé en cuve ensemencé en FL27, avec une faible concentration $c=5.10^7$ mol/L,*

Ce diamètre est à comparer aux dimensions de la zone de visualisation (zone pour laquelle l'image est formée) d'environ 3,5 mm. Sur la figure IV.42, le halo lumineux est significativement atténué par rapport à la figure 2.55.

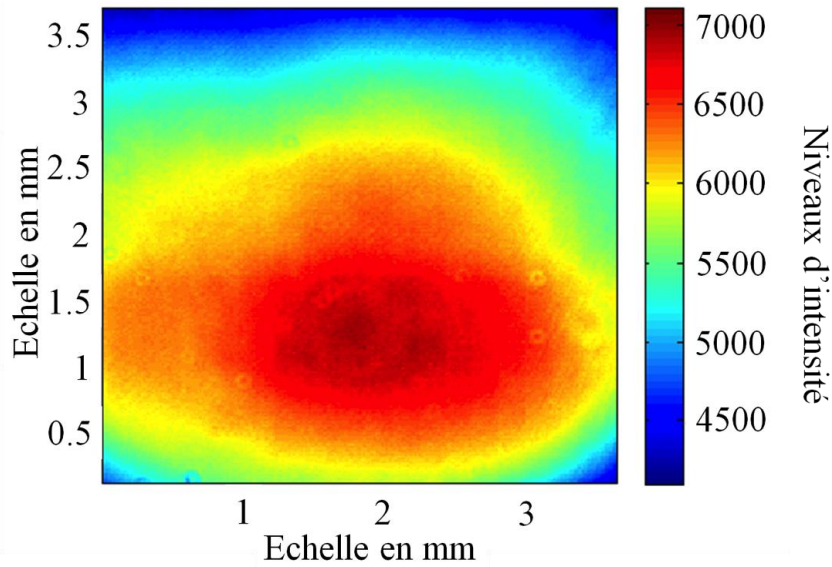


figure IV.42 : *Champ de fluorescence observé en cuve ensemencé en FL27, avec une faible concentration $c=5.10^{-7}$ mol/L présence d'un masque circulaire de 7.5 mm de diamètre*

9. Réflexions parasites sur les filtres

Une dernière aberration optique a été mise en évidence (figure IV.43). Elle est le fait de réflexions parasites sur le filtre interférentiel et la densité optique insérée sur la première caméra. En effet, un léger défaut de parallélisme entre ces éléments du montage (densité optique et filtre interférentiel) conduit à l'apparition d'images secondaires (figure IV.44). Pour limiter ces réflexions parasites, le filtre interférentiel et la densité optique contenus dans le porte filtre fixé à la monture de la caméra ont été éloignés l'un de l'autre.

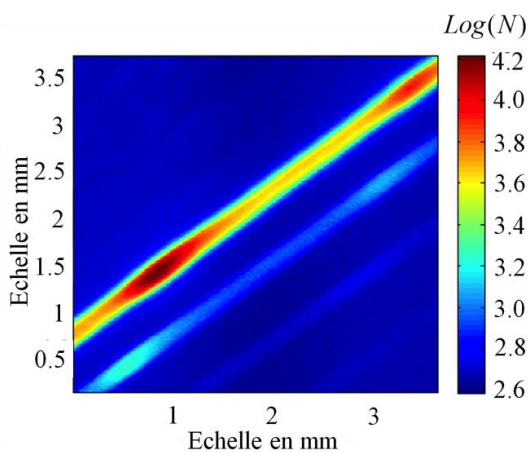


figure IV.43 : *Logarithme du champ d'intensité de fluorescence dans un jet de gouttes monodisperse, avec présence de réflexions parasites.*

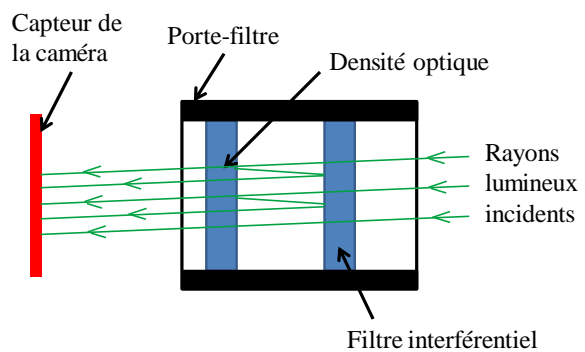
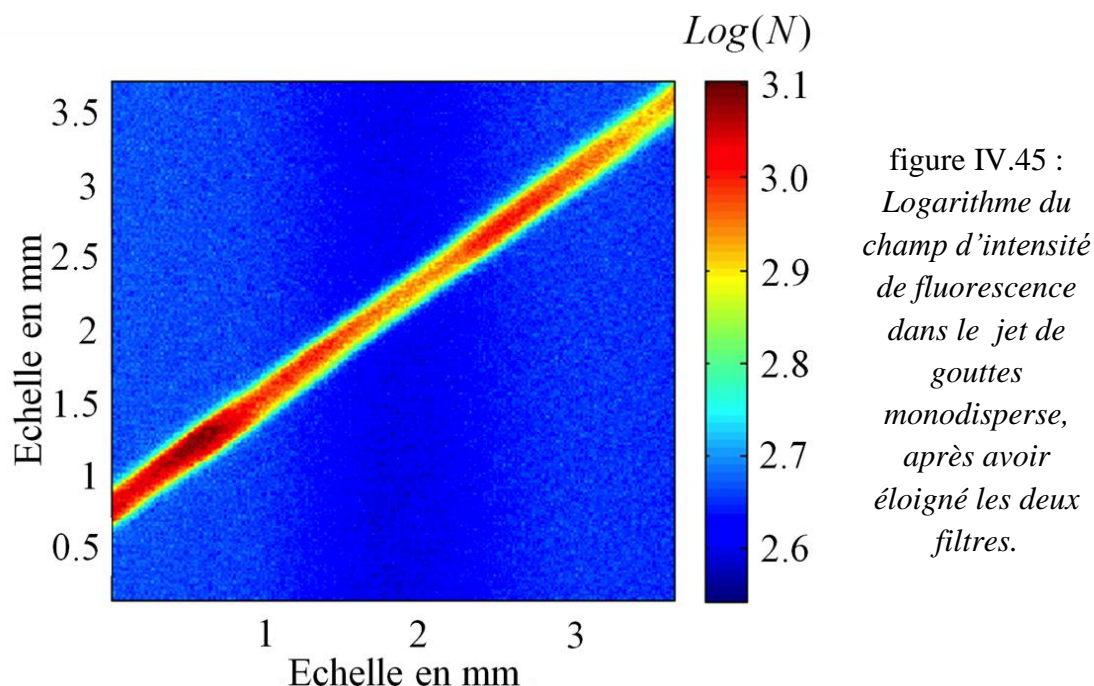


figure IV.44 : *Schéma du porte filtre contenant le filtre interférentiel ainsi que la densité optique neutre. Possibilité de présence de réflexions parasites*

La figure IV.45 montre que cet éloignement permet une suppression totale des images secondaires.



10. Effet spectral lié à la taille des gouttes et à leur déformation

Comme ceci a été mentionné dans le paragraphe 3, un effet parasite affecte le rapport de fluorescence lorsque la taille des gouttes est modifiée. On ne peut pas exclure que cet effet soit amplifié lors de l'impact des gouttes du fait de la forte déformation. Néanmoins, il a été clairement montré que cet effet peut être réduit en augmentant la concentration du traceur fluorescent [68, 74].

Ainsi, la concentration du traceur fluorescent a été augmentée d'un facteur 15, soit une concentration finale $C=5.10^{-5}$ mol/L. Ce choix de concentration s'est basé à partir d'expérience d'impacts de gouttes effectuées sur une paroi hydrophobe. En effet, avec ce type de paroi il est possible d'effectuer des expériences dans des conditions dynamiques proches de celle en régime de Leidenfrost, mais dans des conditions totalement isothermes. Les autres biais de mesure étant par ailleurs corrigés, il est possible d'observer l'effet non-linéaire lié à la taille des gouttes, se manifestant par un changement artificiel de température lors de l'impact (figure IV.46).

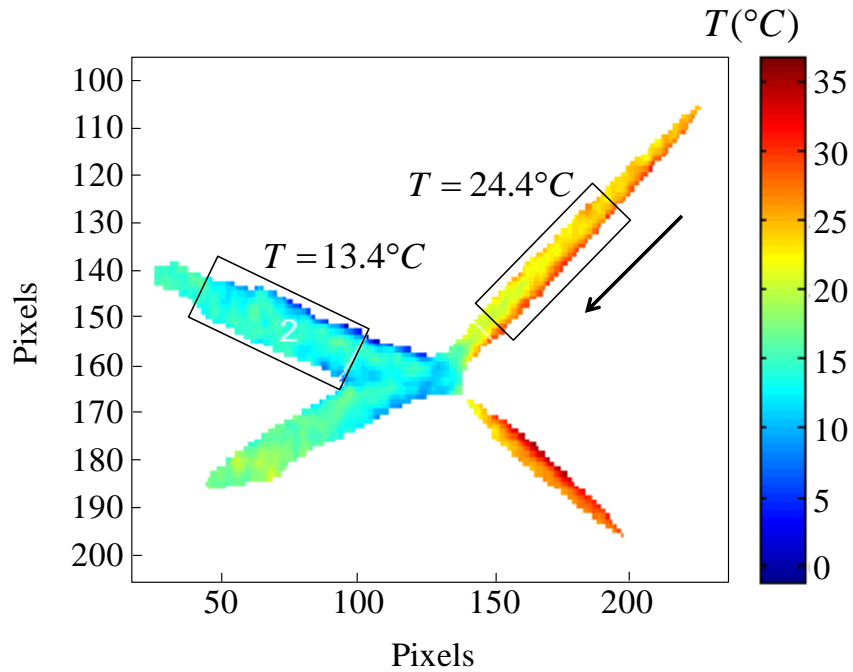


figure IV.46 : Champ de température d'un jet impactant sur une paroi hydrophobe. $D_0 = 120\mu m$, $f_{inj} = 10500Hz$, $T_{inj} = 23.4^\circ C$, $T_w \approx 22^\circ C$

La concentration définitive adoptée correspond au seuil à partir duquel ces écarts de température artificiels deviennent faibles (typiquement, de l'ordre du degré. Cependant, l'augmentation de la concentration en traceur conduit à une réabsorption non-négligeable du signal de fluorescence lorsque celui-ci traverse la goutte (figure IV.47).

En cas de rebond, la goutte change peu de diamètre après impact sur la cible chauffée, la réabsorption ne pose pas de difficultés majeures puisque le chemin optique reste identique durant l'impact. Ainsi, la mesure de la différence de température avant et après impact ne sera que très peu affectée par l'erreur de mesure causée par la réabsorption.

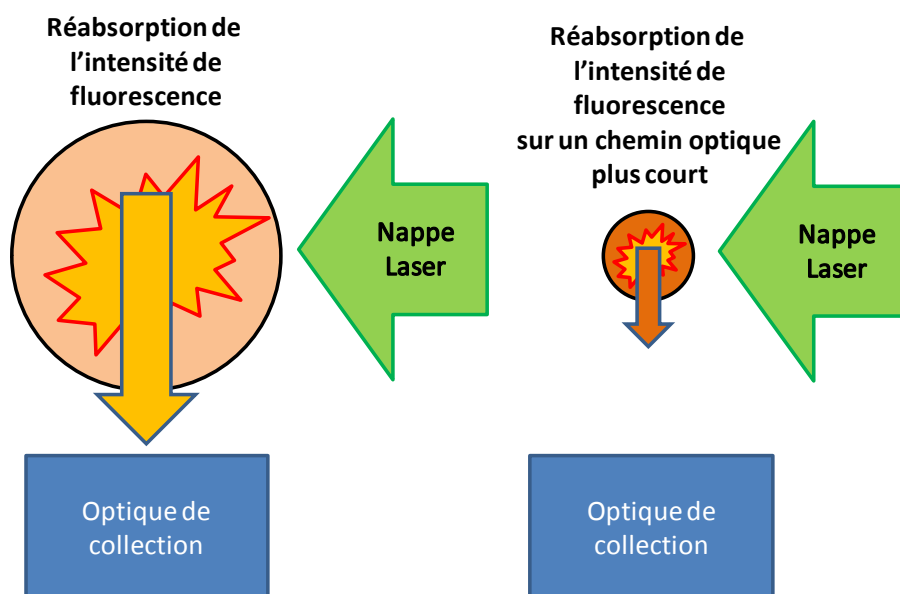


figure IV.47 : Schéma illustrant le problème de la réabsorption dans deux gouttes de diamètres très différents

Il suffira alors, dans le cas où la réabsorption est négligeable, de prendre pour référence $R_f(T_{ref})$ le rapport de fluorescence au niveau de la goutte avant impact. En revanche, lorsque la goutte éclate en un brouillard de fines gouttes, le chemin optique après impact devient faible voire négligeable et l'erreur commise sur la mesure de l'échauffement du liquide risque de devenir importante. Une étude paramétrique a été menée à l'aide d'un code de calcul de lancés de rayons développé par Guillaume Castanet au LEMTA pour quantifier cette erreur. Dans un premier temps, les paramètres de simulation sont définis : diamètre de la goutte, concentration du traceur. Un maillage cartésien sert à la résolution numérique du problème, il contient la goutte et est constitué de quelques millions d'éléments répartis selon x , y et z .

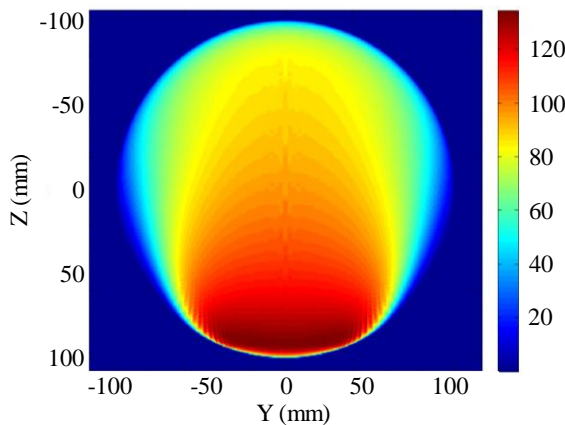


figure IV.48 : *Champ d'intensité de fluorescence totale collectée par le système de détection calculé avec le programme de Ray Tracing dans le cas d'une goutte de $200\mu\text{m}$, et de concentration $C=5.10^{-5}\text{ mol/L}$*

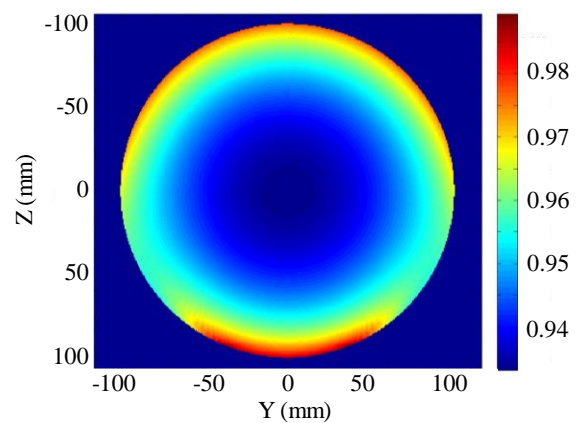


figure IV.49 : *Rapport d'intensité de fluorescence calculé avec le programme de Ray Tracing dans le cas d'une goutte de $200\mu\text{m}$, et de concentration $C=5.10^{-5}\text{ mol/L}$*

La propagation du rayon s'obtient en appliquant les lois de Snell-Descartes pour la réfraction sous leur forme vectorielle adaptée au calcul tridimensionnel. Pour cela, le vecteur normal \vec{n} à la surface de la goutte est déterminé à partir de l'équation de la surface de la goutte $f(x, y, z) = 0$:

$$\vec{n} = \nabla f / \|\nabla f\| \quad (4.31)$$

Différentes expressions peuvent donc être envisagées pour la fonction f selon qu'on considère la goutte sphérique, oblate, prolata, etc....

La fraction d'énergie transmise à la traversée de l'interface est donnée par les lois de Fresnel. En général, le lancé de quelques millions de rayons assurent une bonne convergence des calculs.

Calcul du champ interne d'excitation :

La nappe laser est tout d'abord discrétisée en un ensemble de rayons lumineux transportant chacun une partie de l'énergie. Une intensité lumineuse est attribuée à chaque rayon selon un

profil Gaussien dans la direction transverse à la nappe, l'épaisseur de la nappe en $1/e^2$ étant égale à $150 \mu\text{m}$. Dans l'autre direction, la hauteur de la nappe (environ $1,5 \text{ cm}$) permet de supposer une distribution uniforme à l'échelle de la goutte. Dans chaque éléments du maillage, l'énergie I_{laser} servant à l'excitation de la fluorescence est donnée par :

$$I_{laser}(x, y, z) = \sum_i I_{rayon,i} dl_i \quad (4.32)$$

où i désigne un rayon traversant l'élément de maillage sur une longueur dl_i .

Les rayons incidents sont soumis à l'absorption qui est modélisée par la loi de Beer-Lambert. Cette dernière est appliquée à tous les rayons de proche en proche le long de leur traversée du maillage pour chacune des bandes spectrales utilisées, et pour lesquelles le coefficient d'absorption ε_i diffère. Les calculs sont limités au rayon d'ordre 1, qui ne subissent pas de réflexions internes. Les rayons d'ordre plus élevés ne transportent que très peu d'énergie.

Calcul de signal de fluorescence détecté :

Afin de simuler la détection du signal de fluorescence par les caméras, une nouvelle série de lancés est effectuée. Une bonne approximation consiste à faire l'hypothèse que tous les rayons parvenant aux détecteurs sont para-axiaux. En appliquant le principe du retour inverse de la lumière, il suffit de lancer les rayons depuis le détecteur selon la direction de l'axe optique. Chaque rayon partant d'un point A au niveau de la surface du détecteur fait remonter une intensité lumineuse donnée par l'intégrale sur le chemin du rayon :

$$I_{détecteur}(A) = \int_{\text{Chemin dans la goutte}} I_f(x, y, z) e^{-\varepsilon_i C l} dl \quad (4.33)$$

avec $I_f(x, y, z)$ le champ de fluorescence au point de coordonnées (x, y, z) .

Il est alors possible de simuler le champ interne d'intensité laser, mais aussi le signal de fluorescence au niveau du détecteur et d'en déduire le rapport de fluorescence (figure IV.48 et figure IV.49). Comme le montre la figure IV.50 pour la gamme de diamètres sur laquelle l'étude est réalisée, il apparait que la réabsorption conduit à des variations du rapport de fluorescence non négligeable.

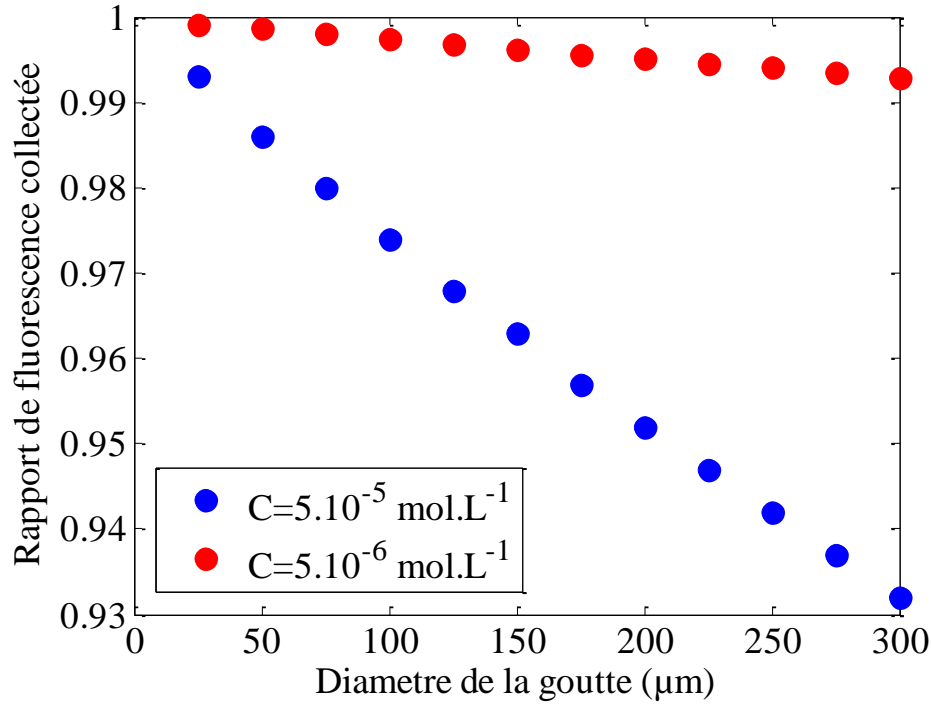


figure IV.50 : Evolution de la décroissance du rapport de fluorescence du à la réabsorption en fonction du diamètre, avec une concentration $C=5.10^{-5} \text{ mol/L}$ et une concentration de $C=5.10^{-6} \text{ mol/L}$

Une goutte de diamètre initial $250\mu\text{m}$ après atomisation sur la plaque chauffée, conduit à la formation de gouttes secondaires dont le diamètre est de l'ordre de $50\mu\text{m}$. Cette variation de diamètre conduira à une augmentation du rapport de près de 5%, soit une surestimation de l'échauffement des gouttes de plus de 3°C . Cependant, ce cas est extrême, et l'erreur annoncée ici est maximale.

Dans le cas du rebond, le lancé de rayons a été testés sur des gouttes déformées afin d'étudier en détail les éventuels changements de chemin optique. En effet, après impact, la goutte oscille et continue de subir de fortes déformations, qui peuvent alors modifier le chemin optique. Pour caractériser la réabsorption du à ces déformations, différentes géométries ont été testés (figure IV.51). Soit $f(x, y, z) = 0$ la surface de la goutte, on impose :

$$f(x, y, z) = \left(\frac{|x|}{R_x}\right)^{\alpha_x} + \left(\frac{|y|}{R_y}\right)^{\alpha_y} + \left(\frac{|z|}{R_z}\right)^{\alpha_z} - 1 \quad (4.34)$$

$\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = 2$ décrit la famille des ellipsoïdes et des sphéroïdes. Dans le cas de cette étude, une même puissance n est fixée dans les trois directions, et les objets sont supposés comme étant de révolution autour de l'axe z , axe de la direction de propagation du faisceau laser. On définira e le rapport entre $R_x = R_y = R$ et R_z . L'équation (4.34) peut ainsi se réécrire:

$$f(x, y, z) = \left(\frac{|x|}{R}\right)^n + \left(\frac{|y|}{R}\right)^n + \left(\frac{|z|}{R/e}\right)^n \quad (4.35)$$

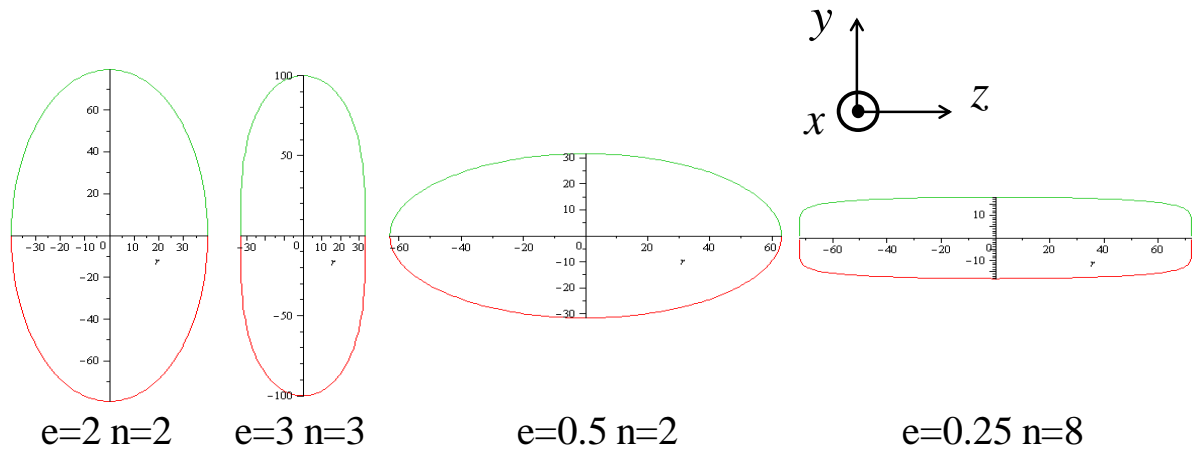


figure IV.51 : Schéma des différentes configurations de déformations de gouttes testées avec le lancé de rayons.

Ces différentes configurations ont ensuite été testées pour différentes tailles et deux concentrations en traceurs fluorescents ($C = 5.10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ et $C = 5.10^{-6} \text{ mol.L}^{-1}$). Les évolutions du rapport de fluorescence en fonction du diamètre équivalent volumique sont représentés en figure IV.52 pour ces différents types de déformation. La décroissance est plus importante pour les gouttes dont le paramètre e est inférieur à 1). Pour des gouttes de $250\mu\text{m}$ environ, la différence de rapport peut atteindre près de 4%, soit une diminution de température artificielle de près de 3°C . Cependant, la zone où le rapport de fluorescence est mesuré après impact, correspond à des gouttes allongées verticalement, c'est-à-dire $e > 1$. Dans ce cas, toujours pour des gouttes de diamètre équivalent $250\mu\text{m}$, la différence de rapport de fluorescence est plutôt voisine de 2%, soit une évolution artificielle de température de l'ordre de $1,5^\circ\text{C}$ environ, ce qui demeure modéré.

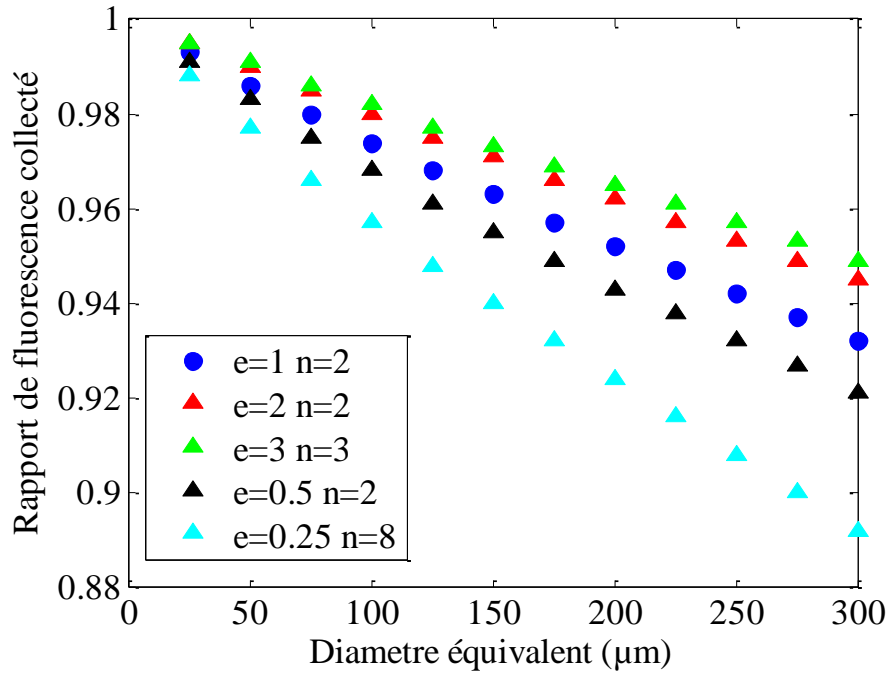


figure IV.52 : Evolution du rapport de fluorescence du fait de la réabsorption en fonction du diamètre équivalent des gouttes déformées, pour différents types de déformation $C=5.10^{-5}mol/L$

Il est nécessaire de limiter l'effet non-linéaire de la taille des gouttes en augmentant fortement la concentration du traceur fluorescent ($C = 5.10^{-5}mol.L^{-1}$). Cependant, cette plus forte concentration induit des effets de réabsorption de la fluorescence qui perturbe potentiellement la mesure de température. Cependant, que ce soit dans les cas de splashing ou de rebond (ce dernier étant associé à de fortes déformations), cette erreur ne saurait excéder 1 à 2°C dans les cas extrêmes.

11. Mesure de l'échauffement des gouttes

Après un ensemble de corrections apportées aux images et une limitation des autres biais de mesure, il est possible d'accéder aux champs de températures déduits des champs d'intensité de fluorescence. Il est donc possible de déterminer l'échauffement des gouttes durant l'impact

a. Mesure et incertitude de la température.

Dans les champs de températures correspondant au train de goutte incident et au train de goutte réémis, deux zones sont sélectionnées de manière à être suffisamment éloignée de la zone d'impact pour limiter au maximum les effets préjudiciables engendrés par la forte déformation des gouttes. Un exemple de sélection de ces régions d'intérêt (ROI) est donné sur la figure IV.53. Cependant, l'échauffement n'est pas calculé en effectuant une simple moyenne du champ de température dans les zones sélectionnées. Une pondération par l'intensité de fluorescence est effectuée, étant donné que cette dernière est proportionnelle au débit massique du liquide passant la zone considérée durant le temps d'acquisition des

caméras. Ainsi, les intensités de fluorescence les plus fortes correspondent à un débit de liquide plus importante, ce qui induira dans ces zones une meilleure précision sur la mesure. Le calcul de la température pondéré au sein de la ROI est donné par :

$$T_{mesurée} = \frac{\iint_{ROI} T(x, y) I_f(x, y) dx dy}{\iint_{ROI} I_f(x, y) dx dy} \quad (4.36)$$

Enfin, l'incertitude sur la température mesurée ΔT_{mes} se déduit à partir de l'équation (4.20), en analysant les différentes sources d'incertitudes.

$$\Delta T_{mes} = \left| \frac{\partial T}{\partial \beta} \right| \Delta \beta + \left| \frac{\partial T}{\partial T_0} \right| \Delta T_0 + \left| \frac{\partial T}{\partial R_0} \right| \Delta R_0 + \left| \frac{\partial T}{\partial R_f} \right| \Delta R_f \quad (4.37)$$

Les dérivées partielles de l'équation (4.37) sont évaluées en se plaçant au voisinage de $T = 22^\circ\text{C}$ (température initiale des gouttes). Les contributions des différentes sources d'incertitude sont données dans le tableau IV-3.

$\Delta\beta$ (K)	ΔT_0 (K)	$\Delta R_0/R_0$	$\Delta R_f/R_f$
10	1	4%	3%

tableau IV-3 : Estimation des différentes sources d'incertitude dans la mesure de température

A partir de ces contributions, l'incertitude sur la température mesurée est évaluée à $\pm 2^\circ\text{C}$.

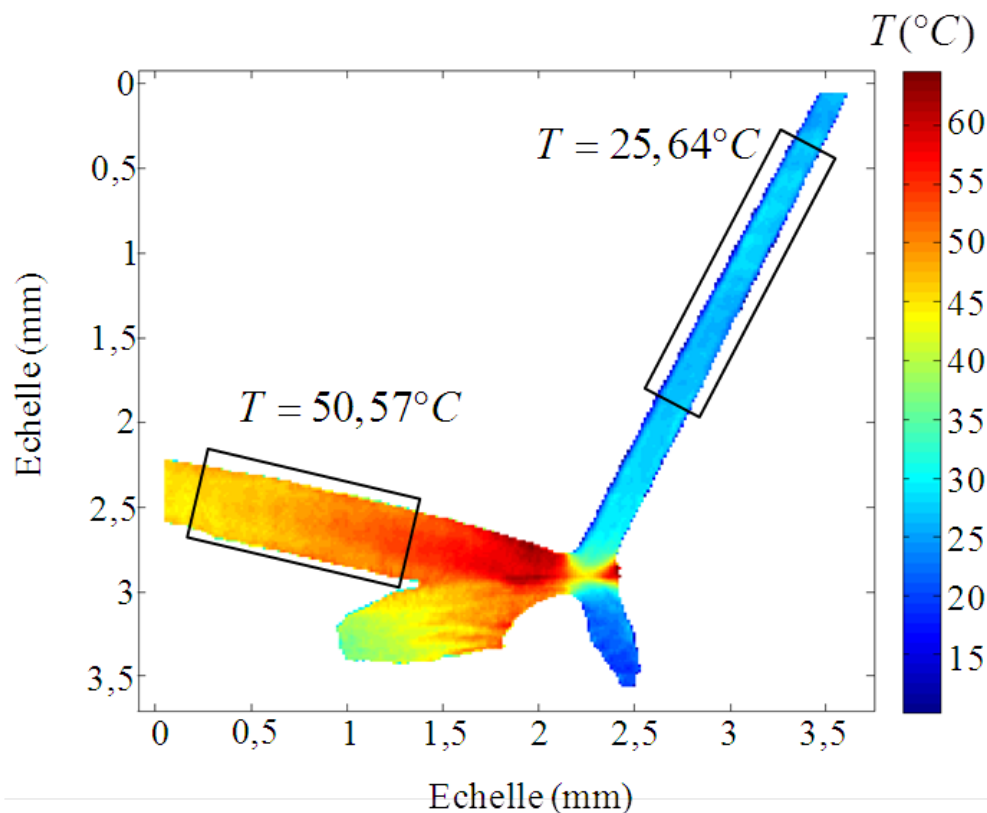


figure IV.53 : Sélection des zones, puis calcul de l'échauffement à partir d'un champ de température

b. Conclusion

L'extension à de l'imagerie de la thermométrie de fluorescence induite par laser à 2 couleurs permet de caractériser l'échauffement des gouttes lors de leur impact sur une paroi chaude. Elle présente de nombreux avantages pour étudier l'impact des gouttes. Parmi ces avantages l'un des plus évidents est la forte diminution du temps de mesure puisque la caractérisation du champ de température ne nécessite plus un balayage point par point de l'écoulement. Il est nécessaire cependant d'effectuer au préalable un travail d'étalonnage et de calibration afin de pouvoir corriger les différents biais de mesure et réaliser des mesures quantitatives avec une précision de l'ordre de 2°C.

Dans le cas d'un éclatement, le rapport signal/bruit limite la mesure d'une température fiable aux zones où le signal de fluorescence est le plus intense. De forts contrastes peuvent apparaître du fait que l'intensité de fluorescence est proportionnelle au débit de liquide traversant le volume de détection.

Chapitre

V. Caractérisation des paramètres dynamique de l'impact de goutte combinant ombroscopie et imagerie rapide

1. Introduction

Afin d'étudier l'effet de la dynamique d'impact des gouttes sur le refroidissement, il est nécessaire de connaître la taille et la vitesse des gouttes incidentes et réémises, en plus du régime d'impact (éclatement, rebond,...). Les distributions de tailles et de vitesse des gouttes primaires et secondaires, les corrélations taille/vitesse qui les relient, la répartition spatiale des gouttes et leur concentration volumique constituent des informations importantes pour valider et développer des modèles d'impacts sur paroi chaude ainsi que des modèles de refroidissement. Toutefois, il existe très peu de techniques permettant de mesurer simultanément tous ces paramètres. La plus utilisée est sans conteste l'Anémométrie Phase Doppler (PDA) basée sur l'effet Doppler et la diffusion de Mie. Cette technique ne nécessite aucune calibration, et présente aussi l'avantage d'un taux d'acquisition très élevé. Cependant, sa fiabilité peut poser problème en présence de gouttes non-sphériques [75]. Une autre limitation concerne la mesure de la concentration locale en nombre et en volume des gouttelettes et la mesure de flux. La mesure de ces quantités peut s'avérer délicate en raison de la dépendance du volume de mesure à la taille des gouttes. De plus, il est souvent nécessaire de faire des hypothèses sur les gouttes rejetées (tailles, vitesses, fréquences,...). La méthode est de plus ponctuelle et il est donc nécessaire d'explorer l'écoulement point par point.

L'analyse d'images des gouttelettes (PDIA : Particle/Droplet Image Analysis) est une alternative à la mesure PDA. Cette approche connaît un regain d'intérêt du fait de l'amélioration de la résolution et de la sensibilité des systèmes d'imagerie. La technique d'ombroscopie (ou rétro-éclairage) est souvent préférée à l'éclairage direct pour la détection des contours d'objets de formes irrégulières. L'alignement optique est de plus facile à réaliser et les images obtenues sont peu sensibles aux propriétés optiques des particules étudiées [76]. Des études ont montrées que la précision des mesures de tailles par cette méthode pouvait être comparable à celle d'un PDA [77, 78] dans de nombreuses situations. Cependant, les approches de type PDIA présentent aussi plusieurs limitations et sources d'erreur.

La précision de la mesure de taille dépend notamment de la distance entre la particule et le plan focal de la caméra, en raison de la difficulté à reconnaître un objet flou et à déterminer

son contour. En général, un critère sur la profondeur de champ (DOF : Depth of field) est utilisé afin d'éliminer les particules qui sont trop floues. Cependant, le choix de ce critère reste subjectif et différentes approches sont possibles. Certains auteurs se basent sur une valeur du contraste (différence de niveau de gris entre le centre de la particule et le bruit de fond de l'image) [79-81], d'autres fixent un seuil sur le gradient du niveau de gris au niveau du bord des particules [82, 83]. Un critère sur la profondeur de champ est souvent inévitable, mais il introduit en contrepartie d'autres difficultés. En effet la profondeur de champ augmente avec la taille des gouttes et le rejet des gouttes floues introduit un biais sur la distribution de taille en faveur des gouttes les plus grosses.

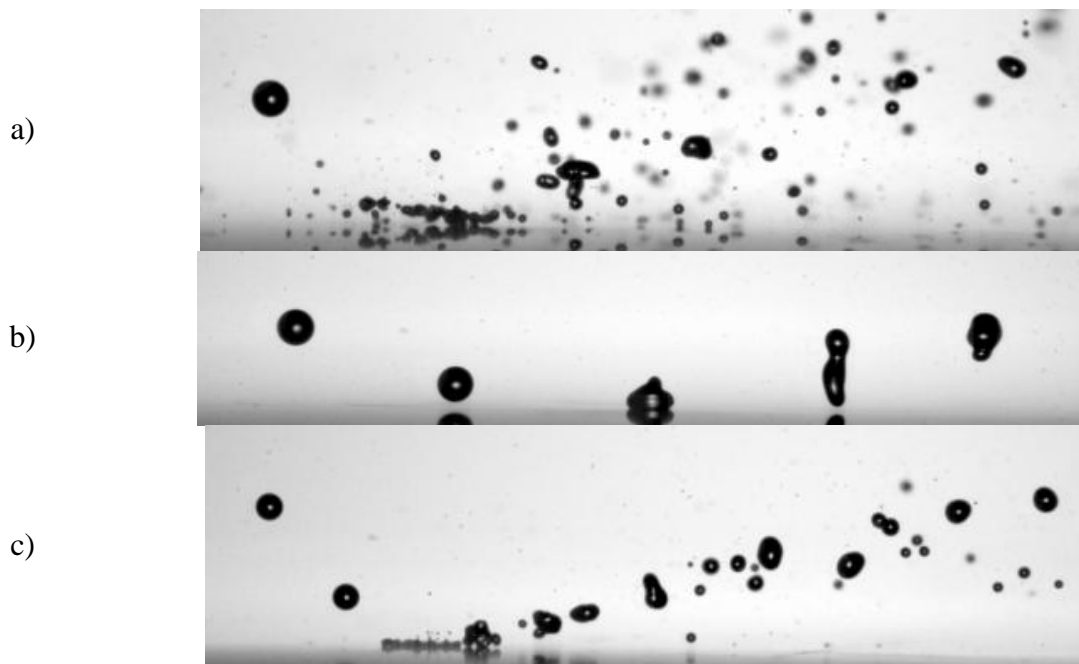


figure V.1 : Images prises par caméra rapide et ombroscopie d'un impact de type rebond et *splashing* (a: $d=115.9 \mu\text{m}$, $We=19.93$, $V=8.71 \text{ m/s}$, $f_{inj}=16\,400 \text{ Hz}$, b: $d=161.4 \mu\text{m}$, $We=117.3$, $V=8.59 \text{ m/s}$, $V_n=7.23 \text{ m/s}$, $f_{inj}=6\,400 \text{ Hz}$ et c: $d=118.3 \mu\text{m}$, $We=69.2$, $V=8.47 \text{ m/s}$, $V_n=6.49 \text{ m/s}$, $f_{inj}=16\,400 \text{ Hz}$)

Ce chapitre décrit les différentes étapes du traitement d'images qui a été développés afin de caractériser simultanément les tailles et les vitesses des gouttes incidentes et réémises lors d'impacts sur une paroi chaude. Si l'imagerie directe a été largement utilisée dans de nombreuses études pour identifier les régimes d'impact (le rebond, l'éclatement, et le dépôt d'un film liquide), assez peu d'études s'en sont servies pour mesurer quantitativement la taille et la vitesse des gouttes. Récemment, Richter et al. [84] et Müller et al. [85] ont appliqué l'ombroscopie à l'étude de l'éclatement d'une goutte pour connaître la taille des gouttes secondaires et ils ont couplé cette mesure à la vélocimétrie par image de particules (PIV). Cependant, les mesures de taille et de vitesse ne sont pas corrélées, ce qui rend forcément un peu délicate l'interprétation de leurs résultats.

Dans cette étude, une caméra rapide permet de visualiser l'impact de gouttes en ombroscopie. La résolution des images est suffisante pour mesurer correctement la taille de la plupart des gouttes tandis que la fréquence d'acquisition des images permet de les suivre dans leur

déplacement. Le traitement d'image se divise en deux grandes étapes, la détection des gouttes, puis le suivi de leur trajectoire.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, reprend la plupart des éléments présentés au chapitre II.1 (figure V.2). Une caméra rapide (Phantom v710, Vision Research) est utilisée pour visualiser l'impact des gouttes. Celle-ci peut acquérir jusqu'à 7500 images par seconde avec une résolution maximale (1 280 x 800 pixels). Cependant, pour effectuer des mesures résolues dans le temps, il est nécessaire d'augmenter la fréquence d'acquisition entre 70 000 et 100 000 images par seconde. Cette fréquence est nécessaire pour être sûr de visualiser chaque goutte sur plusieurs images consécutives et ainsi les suivre dans leur déplacement. Cette fréquence d'acquisition élevée ne peut être obtenue qu'en diminuant de façon importante le nombre de pixels et donc la résolution spatiale. En pratique, les images comportent 70000 pixels au lieu de 1000000 à pleine résolution.

Un objectif fixé sur la caméra (OPTEM zoom 125C) permet un agrandissement allant de 2,1 à 26 fois alors que la taille des pixels du capteur est de 20 μm . Grâce à cet objectif, la résolution spatiale des images est fixée à 4-7 μm ce qui est acceptable pour mesurer précisément la taille de la plupart des gouttes, tandis qu'une zone de 2-3 mm est visualisée. En pratique, cette zone est suffisamment large pour observer le processus d'impact dans son intégralité de l'arrivée des gouttes primaires au départ des gouttes secondaires (figure V.1).

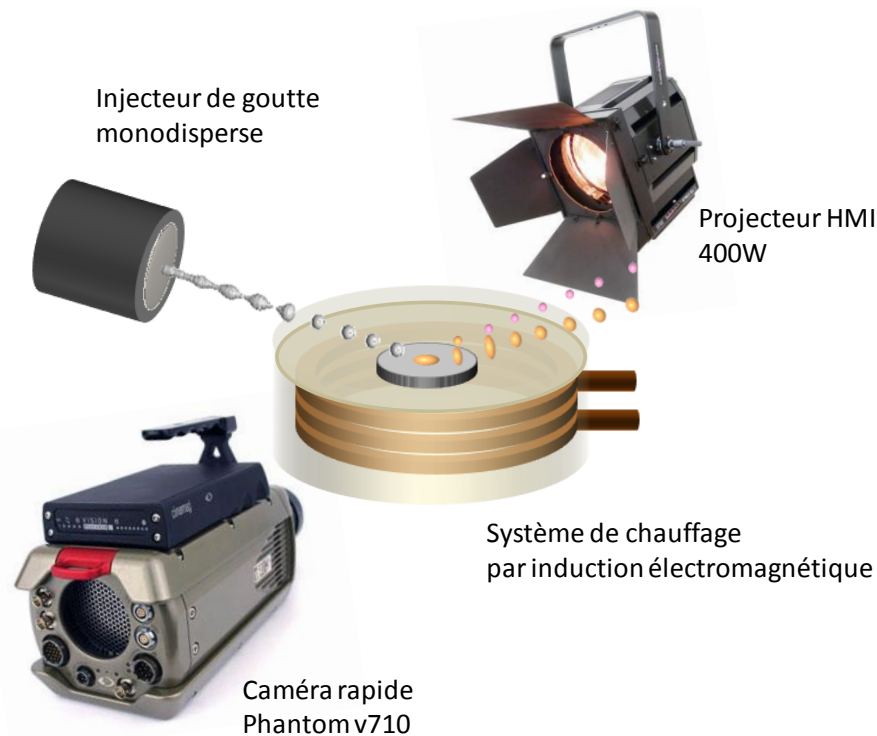


figure V.2 : Schéma du dispositif expérimental utilisé dans le cadre de l'ombroscopie rapide

L'ouverture de l'objectif étant très faible, il est nécessaire d'éclairer les gouttes avec une source lumineuse puissante, en l'occurrence un projecteur HMI de 400W muni d'un réflecteur parabolique. Des images contrastées sont obtenues, même pour un temps d'exposition minimal de $1\mu s$. Avec un temps d'exposition aussi court, le flou de bougé dû au déplacement des particules pendant l'ouverture reste très faible (un pixel dans le pire des cas pour les gouttes primaires ou secondaires pour les plus rapides rencontrées dans les expériences).

3. Identification des gouttes et mesure de leur taille

Le traitement des images a été réalisé avec l'aide de MATLAB et de sa boîte à outil « Image processing ».

a. Conditionnement des images

La première étape du traitement correspond à une normalisation de l'image. Elle vise à obtenir un fond uniforme, alors même que l'éclairage n'est pas parfaitement homogène. Cette normalisation consiste à diviser les images par une image du bruit de fond. La procédure s'apparente à celle proposée par Blaisot et Yon [77]. L'image normalisée I_{norm} est déterminée suivant l'expression:

$$I_{norm}(i, j) = \beta \frac{I(i, j) - I_0(i, j)}{I_b(i, j) - I_0(i, j)} \quad (5.1)$$

où $I(i, j)$ est le niveau de gris du pixel (i, j) de l'image I , $I_b(i, j)$ est le niveau de gris du même pixel sur l'image de fond, et $I_0(i, j)$ le niveau de gris sur l'image du bruit (obtenu lorsque l'objectif de la caméra est fermé).

β est un facteur de correction introduit afin de prendre en compte une variation temporaire de l'éclairage, menant à un niveau de gris différent pour les pixels du fond. Le temps d'acquisition étant très faible, on suppose que ce paramètre reste invariant durant l'acquisition d'une série d'images, mais qu'il peut varier entre deux séries de mesures, c'est-à-dire entre les images des gouttes et l'image de fond. En pratique, β est obtenu de la manière suivante :

$$\beta = \text{moyenne} \left(\frac{I_b - I_0}{I_{max} - I_0} \right), \quad \text{avec } I_{max}(i, j) = \max \{ I(i, j) \} \quad (5.2)$$

Après la normalisation de l'image, les gouttes se détachent plus facilement du fond qu'avant (figure V.4a). Les images sont aussi corrigées de la distorsion en barillet. Pour cela, une grille de points (la même que celle utilisée pour l'imagerie en LIF) sert à déterminer la transformation qu'il faut appliquer à l'image pour la corriger. Sachant que la distorsion n'affecte pas les points du centre de l'image et que la grille est régulière, il est possible d'estimer les coordonnées du centre de chaque point de la grille s'il n'y avait pas de distorsion.

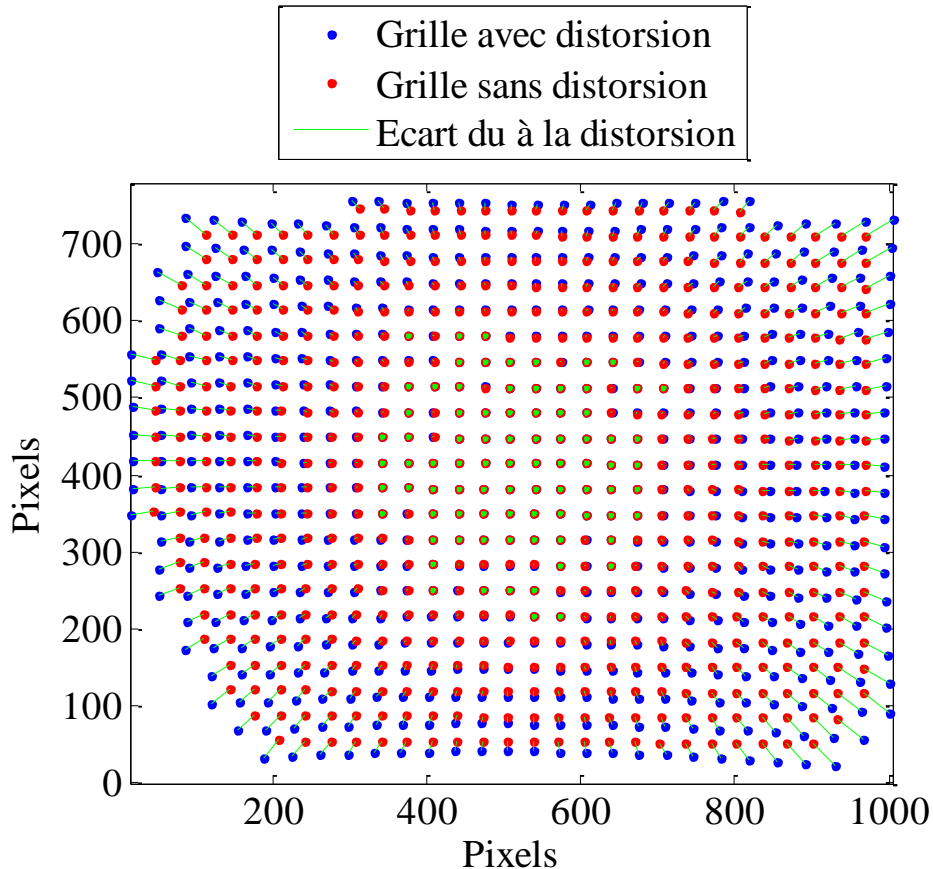


figure V.3 : Grille de points avec et sans correction de la distorsion en barillet

La transformation recherchée est celle qui envoie un point de la grille de coordonnées (x,y) en ses coordonnées (u,v) corrigées de la distorsion. Cette transformation est obtenue à l'aide de la fonction `cp2tform` de matlab en optant pour une transformation polynômiale d'ordre 3.

$$\begin{bmatrix} u & v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x & y & xy & x^2 & y^2 & x^2y & xy^2 & x^3 & y^3 \end{bmatrix} T_{inv}$$

où T_{inv} est une matrice de dimension 10 par 2 dont les coefficients sont déterminées par `cp2tform`. La figure V.3 montre la grille de points avant et après correction de la distorsion.

b. Détection des contours de gouttes

Les gouttes secondaires sont caractérisées par une très large distribution en taille. Les méthodes de détection de gouttes basées sur un seuil fixe de niveaux de gris ou de gradient de niveaux de gris ne sont pas très adaptées. En effet, vu la polydispersion des gouttes secondaires, il est très difficile de trouver un seuil unique qui soit adapté autant à des petites gouttes qu'à des grosses gouttes. La présence de gouttes floues en arrière-plan rend la détection encore plus complexe. Les gouttes floues peuvent localement modifier le niveau du fond autour de gouttes nettes rendant ainsi encore plus inadapté l'usage d'un seuil unique pour extraire ces gouttes. La séparation de gouttes voisines est particulièrement délicate si celles-ci sont très proches, et qu'une faible valeur de seuil est choisie.

Une solution possible est la définition de seuil relatif, par exemple à mi-hauteur entre le niveau du fond et le minimum à l'intérieur de la goutte (Hay et al. [86], Kim et al. [87]).

Dans le cas présent, le contour est assimilé à la ligne de plus forte pente, qui entoure la goutte. La détection des gouttes consiste en la recherche au sein de l'image normalisée des zones où le laplacien est négatif. Comme le montre la figure V.4b, l'image normalisée est trop bruitée pour utiliser directement le laplacien de l'image normalisée brute. Pour réduire ce bruit, un filtre gaussien est appliqué avant de calculer le laplacien de l'image. Cependant, le filtrage doit rester modéré pour ne pas élargir les gouttes et éliminer les plus petites d'entre elles. Après l'application de ce filtre, il reste encore du bruit résiduel (figure V.4c) pouvant mener à la détection de fausses particules. Un seuillage conditionnel est mis en œuvre et les particules considérées valides sont définies comme des régions de l'image où le laplacien est négatif et qui contiennent au moins un pixel où le laplacien est inférieur à un seuil $L_1 < 0$. Autrement dit, il s'agit de retenir les zones où le laplacien est négatif et où il possède un minimum inférieur à L_1 .

Le paramètre L_1 correspond à un seuil dont la valeur est fixée de telle sorte à légèrement dépasser la hauteur du bruit résiduel. Le résultat de l'application de ce seuil est donné en figure V.4d. On note qu'aussi bien les petites que les grosses gouttes sont détectées. Lorsque L_1 est augmenté, les premiers objets à ne plus être détectés correspondent aux grosses particules floues. L_1 est donc relié à la netteté des objets et si l'on applique un seuil L_1 plus faible, on obtient la figure V.4e, dans laquelle il y a un peu plus de particules floues que sur la figure V.4d. Nous avons travaillé une valeur de L_1 suffisamment basse pour ne manquer qu'un très petit nombre de particule, celles à peine visible car à la limite d'être complètement hors champ.

Finalement, les contours des gouttes sont extraits grâce à la fonction « contour » de MATLAB comme étant les lignes où $L = 0$ (figure V.5). L'interpolation à l'œuvre dans cette fonction permet d'obtenir une précision inférieure au pixel. Afin de réduire les temps de calcul, les opérations sont uniquement effectuées dans des zones d'intérêt (ROI : Region Of Interest), englobant les zones valides où le laplacien est négatif. La figure V.4f montre les zones d'intérêt retenues pour la recherche des contours à partir de la figure V.4e.

La méthode de détection est adaptée aussi bien à l'identification de grosses gouttes qu'à celle de petites gouttes dont la taille est inférieure à 2 pixels (figure V.5a) qui ont un contraste très différents. Cependant, son implémentation passe par un compromis pour le choix de L_1 et celui de la taille du masque du filtre gaussien. Augmenter l'extension radiale où l'intensité du filtre permet de diminuer le seuil L_1 mais en contrepartie introduit une augmentation artificielle du diamètre des gouttes. En pratique, les contours sont extraits à partir du laplacien d'une image moins filtrée alors que les ROI sont définies à partir de la même image plus filtrée. Ainsi, il est possible de détecter la totalité des gouttes en évitant d'élargir leur taille.

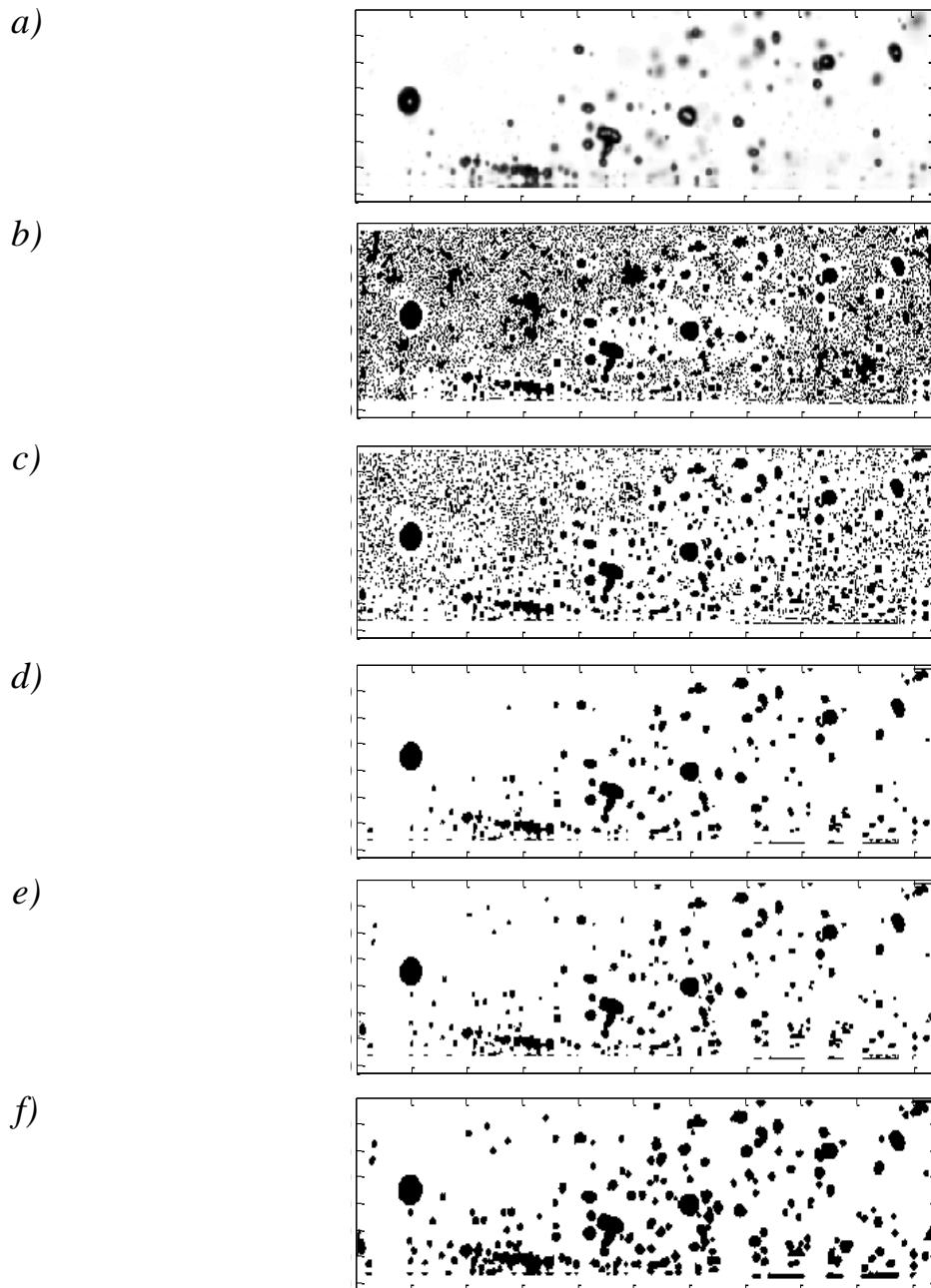


figure V.4 : illustration de la méthode de détection de particule dans le cas du splashing donné précédemment en figure V.1a (a: image normalisée, b: $L < 0$, c: $L < 0$ après application du filtre gaussien, $L < 0$, d,e: $L < 0$ après application du filtre gaussien et, f: ROI sélectionné pour la reconstruction des contours basés sur l'image e).

Sur l'ensemble des cas testés, il n'a pas été nécessaire de modifier la valeur du seuil L_1 ou la taille du masque du filtre gaussien pour effectuer le traitement de l'ensemble des cas étudiés. Ces deux paramètres se sont révélés ainsi plutôt insensibles au niveau du bruit de fond ou à la présence de gouttes floues (figure V.5b).

c. Séparation des particules se chevauchant

Dans le régime d'éclatement, les gouttes peuvent avoir assez fréquemment des trajectoires qui se croisent. Des gouttes floues peuvent passer devant ou derrière des gouttes nettes et ainsi fausser la mesure de taille et de vitesse. Il n'existe pas à notre connaissance de méthode de séparation permettant de traiter toutes ces situations de chevauchement très complexes. Des auteurs ont proposés de repérer des objets qui se chevauchent par des critères fondés sur la sphéricité ou la convexité de leur contours [76] et d'éliminer ces objets. Cette méthode est difficilement transposable au cas présent, car les gouttes peuvent présenter naturellement des déformations importantes juste après la collision avec la paroi. En pratique, la recherche de la ligne de plus forte pente permet de séparer la plupart des gouttes lorsqu'elles se recouvrent partiellement (figure V.5c). C'est l'un des avantages par rapport aux techniques basées sur le tracé d'une iso-valeur de niveau de gris pour le contour. Si une procédure de séparation est mise en œuvre ici, c'est avant tout afin de n'oublier aucune goutte. Des gouttes non-détectées et donc manquantes sur plusieurs images rendent à l'évidence plus difficile le suivi de leur trajectoire. Deux méthodes de séparations ont été mises en œuvre:

- Dans la première méthode, l'image est vue comme une carte en relief où les gouttes représentent des montagnes. La séparation d'objets qui se chevauchent suit les vallées séparant les montagnes. Une transformation de type «watershed» (ligne de séparation des eaux) implémentée sous Matlab permet de trouver toutes les vallées [88]. Une séparation est effectuée si la vallée est suffisamment encaissée, c'est-à-dire si le col est bas par rapport aux sommets voisins (figure V.6). Un exemple de séparation appliqué à des gouttes selon cette méthode est donné sur la figure V.5d.
- La seconde méthode de séparation est basée sur l'analyse du contour des objets. Elle consiste à identifier des paires de points correspondant à un rétrécissement du contour (la corde rejoignant ces points est plus courte que toutes celles reliant entre eux des points voisins). Si le rétrécissement est important (typiquement inférieur à 2 pixels), l'objet est découpé selon la corde joignant les deux points (figure V.7). Un exemple appliqué à des gouttes est illustré en figure V.5e.

Ces deux méthodes de séparations sont complémentaires. En pratique, la deuxième méthode est celle qui revient le plus souvent au cours du traitement. Après séparation, les objets formés sont analysés et peuvent être éliminés s'ils ne respectent pas la condition sur le critère du seuil du Laplacien à savoir $L < L_1$ (figure V.5f).

Malgré l'utilisation de ces deux techniques de segmentations, il reste des cas problématiques. Par exemple, trouver le contour d'une goutte floue cachée partiellement par une goutte nette (le contour n'est alors que partiel comme le montre la figure V.5g). Dans d'autres cas, il peut être difficile de savoir s'il doit y avoir séparation ou non (figure V.5h).

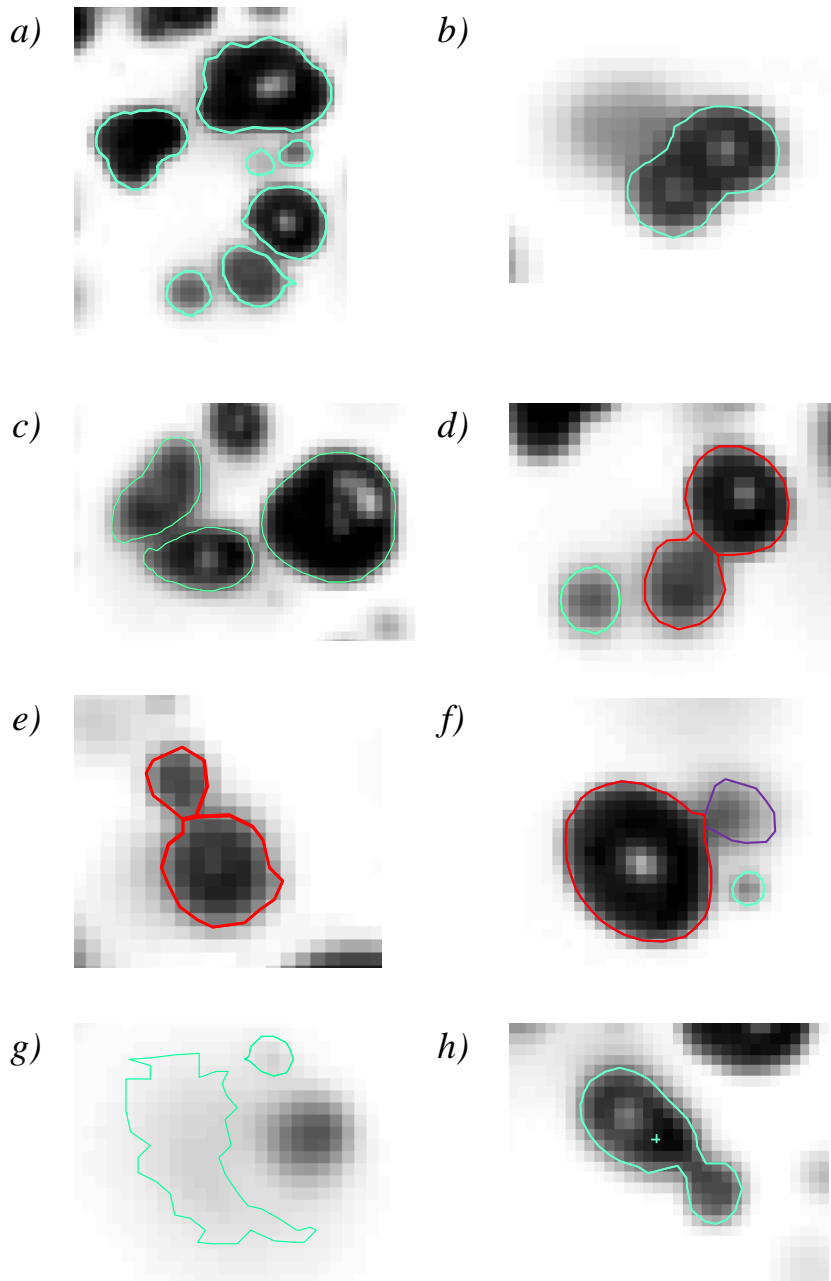


figure V.5 : Détection et reconstitution des contours de particules de différentes ROI (en vert : les contours initiaux, en rouge : les contours après séparation de particules valides se chevauchant, en violet : les contours après séparation de particules non-valides).

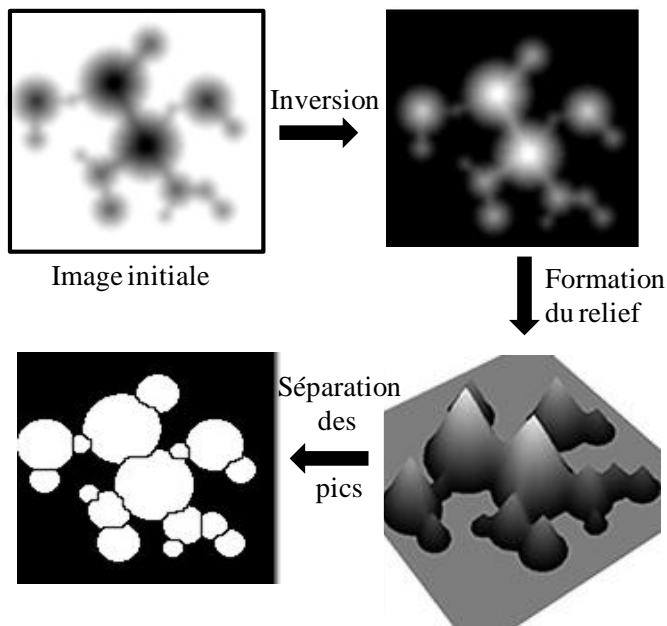


figure V.6 : Illustration du principe de séparation utilisant la fonction Watershed

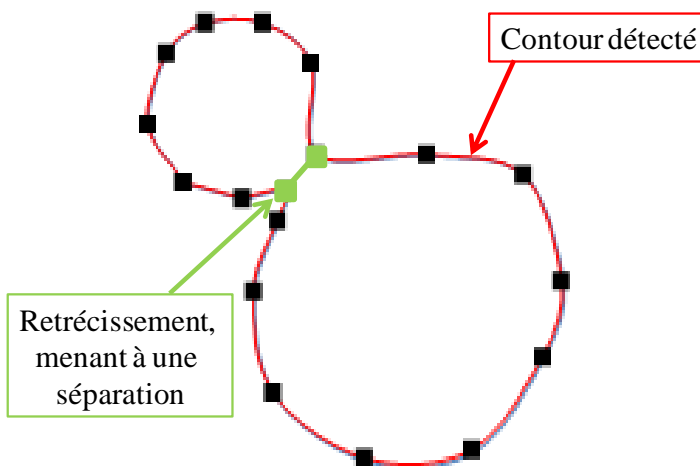


figure V.7 : Illustration du principe de séparation basé sur l'analyse des contours

d. Calcul des paramètres de la goutte

Le diamètre D_0 de la goutte est déterminé à partir de l'aire A de son contour. En supposant la goutte circulaire, D_0 est donné par $\sqrt{A/\pi}$. Pour l'ensemble des gouttes détectées, les dimensions horizontales et verticales de la goutte sont extraites. Elles correspondent aux cotés du rectangle de dimension minimal incluant la goutte « Bounding Box » calculée par Matlab (figure V.8).

Le barycentre de chaque particule est calculé à partir de l'ensemble des points contenus dans l'aire A . Il est supposé que celui-ci correspond aussi au centre de masse de la goutte, et donc il peut être utilisé pour le suivi de la trajectoire.

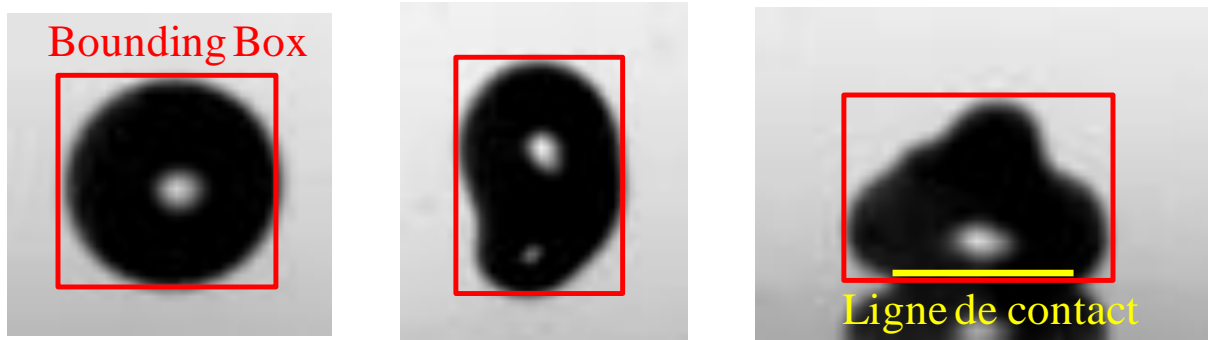


figure V.8 : Schéma illustrant la bounding box (cadre rouge) de plusieurs gouttes, dont une en contact avec la paroi afin de représenter la ligne de contact

Pour les gouttes en contact avec la paroi, la ligne de contact est également identifiée. Elle correspond aux pixels en commun avec la paroi.

Le diamètre d'étalement peut être défini soit comme le diamètre de la ligne de contact soit comme la dimension horizontale de la bounding box (en général plus grande que la ligne de contact). C'est cette dernière définition qui sera privilégiée par la suite.

En plus de ces paramètres, le programme associe à chaque objet détecté, la valeur moyenne du gradient sur son contour noté G , ainsi que l'intensité maximale I_{\max} en son centre. Les paramètres G et I_{\max} sont intéressants car ils sont des indicateurs de la profondeur de champ, c'est-à-dire de la netteté de l'objet.

4. Suivi de la trajectoire des gouttes

La PTV (Particle Tracking Velocimetry) est applicable du fait des performances de la caméra rapide. En effet, le nombre de pixels est suffisant pour identifier les gouttes avec une précision acceptable lorsque la fréquence d'acquisition des images est élevée. La PTV a été préféré à la PIV (Particle Image Velocimetry) car les gouttelettes peuvent avoir des déplacements très différents dans une fenêtre d'interrogation d'un algorithme classique de PIV notamment dans la zone de fragmentation à l'impact avec la paroi. De plus, la PIV permet l'obtention du champ eulérien des vitesses des gouttes, alors qu'un suivi lagrangien des gouttelettes, permis par la PTV, est généralement plus adapté à la modélisation des phénomènes d'impact.

Enfin, l'approche PTV peut permettre de corriger certains biais de mesure sur la distribution de taille, comme par exemple le biais en faveur des gouttelettes les plus lentes. En effet, ces dernières apparaissent sur un nombre plus important d'images que les gouttelettes les plus rapides, elles sont donc surreprésentées en nombre. Un suivi de la trajectoire permet de ne compter qu'une fois la goutte et non à chacune de ses apparitions.

a. L'algorithme du suivi des trajectoires

L'algorithme de PTV est inspiré de la méthode de suivi multi-hypothèse (MHT : Multiple Hypothesis Tracking). Historiquement, cette méthode a été proposée par Reid [19] pour le suivi de cibles multiples dans des environnements fortement chargés, un contexte

relativement proche du nôtre (bien que les applications soient très différentes). Il s'agit d'une technique de choix pour résoudre les problèmes d'association (mise en correspondance) des objets détectés sur une séquence d'images qui reste applicable dans des environnements complexes et fortement chargés en particule [89, 90]. La limitation de cette approche a généralement été son coût de calcul. Plus récemment, cette méthode a également été perfectionnée par Chenouard et al. [16] qui l'ont utilisé dans le contexte de la microscopie de fluorescence pour suivre le déplacement de marqueur dans des cellules. Cette méthode est facilement adaptable au cas de l'éclatement de goutte.

Le principe du suivi est de considérer l'ensemble des associations possibles entre les objets détectés. En d'autres termes, il est pris en compte la totalité des associations possibles entre les objets détectés à l'image i et ceux détectés à l'image $i+1$, et ainsi de suite. La figure V.9 illustre le suivi de la particule représentée par un cercle rouge à l'image i .

Ces associations peuvent se représenter sous la forme d'un arbre. A chaque nouvelle image, de nouvelles branches apparaissent. Seulement quelques branches (ou associations) correspondent à de vraies trajectoires de particules. Un nombre bien plus grand de branches n'ont en fait aucune réalité et sont purement hypothétiques. L'application de règles de sélection est donc nécessaire afin d'éliminer les associations improbables de façon à faire émerger les seules associations qui correspondent à de réelles trajectoires.

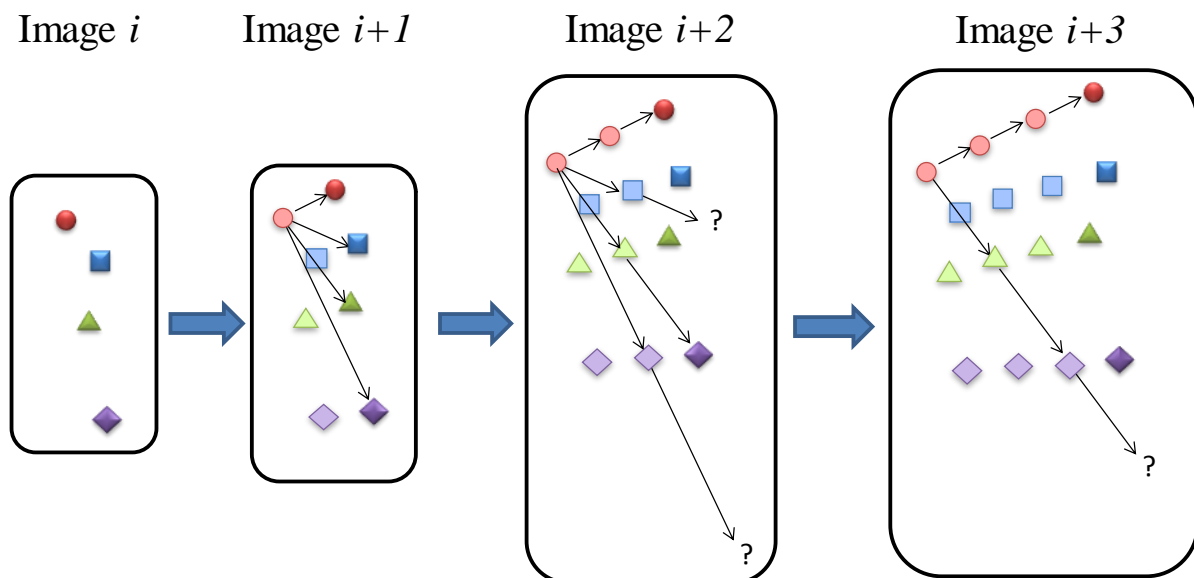


figure V.9 : Schéma illustrant le principe du MHT pour 3 particules en mouvement. A l'image $i+1$, 3 trajectoires sont possibles pour la particule 1 avec les 3 objets présent sur cette image, puis 9 à l'image $i+2$ pour cette même particule (3 nouvelles branches pour chacune des 3 trajectoires créées à l'image $i+1$).

L'algorithme se divise donc entre plusieurs étapes : l'initialisation des branches, leur prolongement et leur terminaison, puis l'épuration et la sélection des branches les plus probables assimilées aux trajectoires recherchées.

Initialisation des branches -Chaque objet à l'image i démarre de nouvelles branches.

Prolongement des branches -Chaque branche débutée à l'image i est prolongée à l'image $i+1$ par l'association avec un objet détecté à l'image $i+1$. Ainsi, s'il y a n objets dans l'image $i+1$, la branche donnera naissance à n nouvelles branches à l'image $i+1$. L'inflation va exponentielle lorsque le prolongement est poursuivi à l'image $i+2, i+3, \dots$

Pour éviter une saturation de la ressource de calcul, le prolongement des branches est soumis à des restrictions qui visent à n'effectuer que les associations les plus probables et ainsi rendre le calcul soutenable. Si une branche contient déjà au moins 2 éléments à l'image $i+1$, il est possible de prévoir la position de l'objet à l'image $i+2$ qui complète la trajectoire (figure V.10).

Le centre de l'objet, candidat au prolongement, devra être contenu dans un cercle de confiance autour de la position anticipée en supposant la continuité du vecteur vitesse.

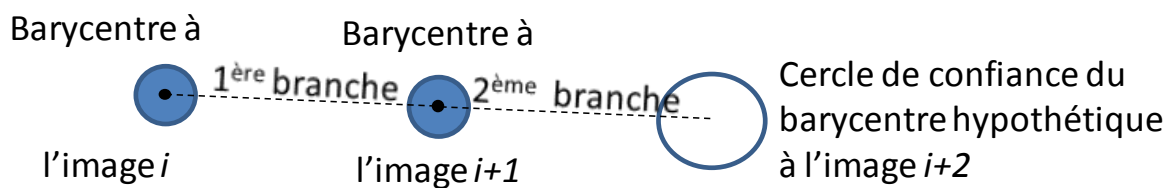


figure V.10 : Schéma représentant l'élaboration du cercle de confiance du centroïde hypothétique lorsqu'une trajectoire possède au moins 2 éléments

Les conditions requises pour prolonger une branche tiennent compte ainsi de la direction de la branche, ainsi que de la vitesse.

Remarques :

- La taille pourrait être examinée pour valider le prolongement. Toutefois, du fait de la déformation, la taille apparente est susceptible de varier. De plus, les problèmes de chevauchement peuvent créer des erreurs sur la taille qui aurait donc des répercussions sur le suivi.
- A partir de 3 éléments dans une branche, on peut calculer une accélération et s'en servir pour affiner la prédiction de la position de l'objet. En pratique, ce raffinement améliore assez peu le suivi si les acquisitions sont correctement résolues dans le temps.
- Dans un spray dense (comme lors d'un éclatement), une goutte visible sur quelques images peut disparaître temporairement si elle passe derrière une autre goutte, ou définitivement si elle coalesce, se fragmente ou sort du champ de vision. Pour gérer les cas de disparitions temporaires, il faut accepter qu'une branche à l'image i puisse se poursuivre en sautant un certain nombre d'images. Autrement dit, il faut considérer que la branche puisse s'arrêter et reprendre à partir de l'image $i+2$ ou $i+3, \dots$. En pratique, le saut d'images doit rester limité pour ne pas provoquer l'explosion des possibilités d'association. De plus, associer des objets appartenant à des images séparées de plusieurs pas de temps est toujours plus incertain.
- Les particules floues sont incluses dans les branches, étant donné qu'une goutte peut très bien au cours de sa trajectoire sortir progressivement du plan focal et donc devenir de plus en plus floue.

Terminaison des branches -Si une branche n'a pas été prolongée depuis un certain nombre d'images (par exemple 2 ou 3 images), la trajectoire est considérée comme terminée, et aucun prolongement ne sera plus examiné.

Épuration des branches et sélection des trajectoires -Les branches clôturées à l'étape précédente sont conservées si elles contiennent un nombre minimum d'éléments (typiquement au moins 6 ou 7) sans quoi celles-ci sont supprimées. Cette règle est essentielle car c'est elle qui permet de faire émerger les branches les plus probables qui s'apparentent aux trajectoires recherchées. Ce critère de sélection requiert en pratique une fréquence d'acquisition des images suffisamment élevée pour assurer un nombre suffisant d'apparition des gouttes les plus rapides.

Il arrive que des branches présentent des éléments communs. Ces branches sont regroupées et triées, car à l'évidence un objet ne peut pas appartenir à plusieurs trajectoires. Dans ces groupes, on extrait d'abord la branche avec la plus grande régularité du vecteur vitesse, considérée comme la plus probable. Les objets exclus sont regroupés dans le cas éventuel où ils pourraient former une branche avec la régularité requise et le nombre d'éléments requis. Après cette étape d'épuration, les branches restantes sont assimilées aux trajectoires recherchées. La figure V.11 montre un exemple de trajectoires reconstituées lors d'un éclatement correspondant à la figure V.1a.

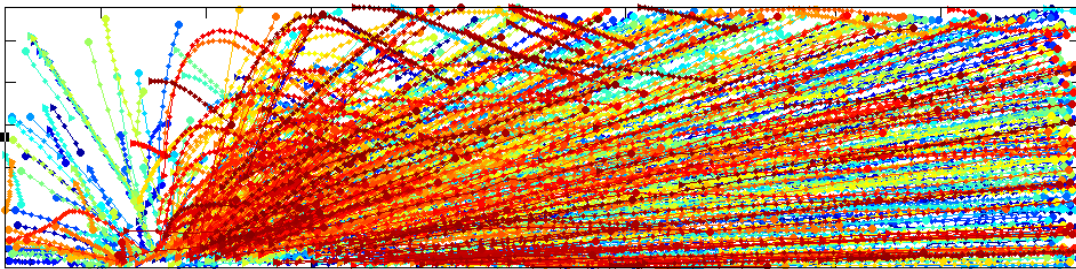


figure V.11 : Exemple des trajectoires obtenus après 100 images dans le cas d'un éclatement correspondant à la figure V.1a (l'échelle de couleur correspond à un ordre d'apparition des trajectoires durant la série d'image)

b. Classification des gouttes

Les gouttes détectées sont classées en différentes catégories suivant le signe de leur vitesse normale à la paroi. Les trajectoires débutant avec une vitesse dirigée vers le haut sont considérées comme correspondant à des gouttes secondaires. Une approche basée sur l'heuristique permet de distinguer les gouttes primaires des gouttes tertiaires, dont la vitesse est également dirigée vers le bas. Les gouttes tertiaires correspondent à des gouttes secondaires qui retournent à la paroi. Les gouttes tertiaires sont plus petites, et possèdent une vitesse verticale bien plus faible que les gouttes primaires, ce qui permet de les différencier assez facilement des gouttes primaires. Une illustration de cette classification est donnée sur la figure V.12, où la distribution spatiale des gouttes est affichée dans le cas de l'éclatement de l'image figure V.1a.

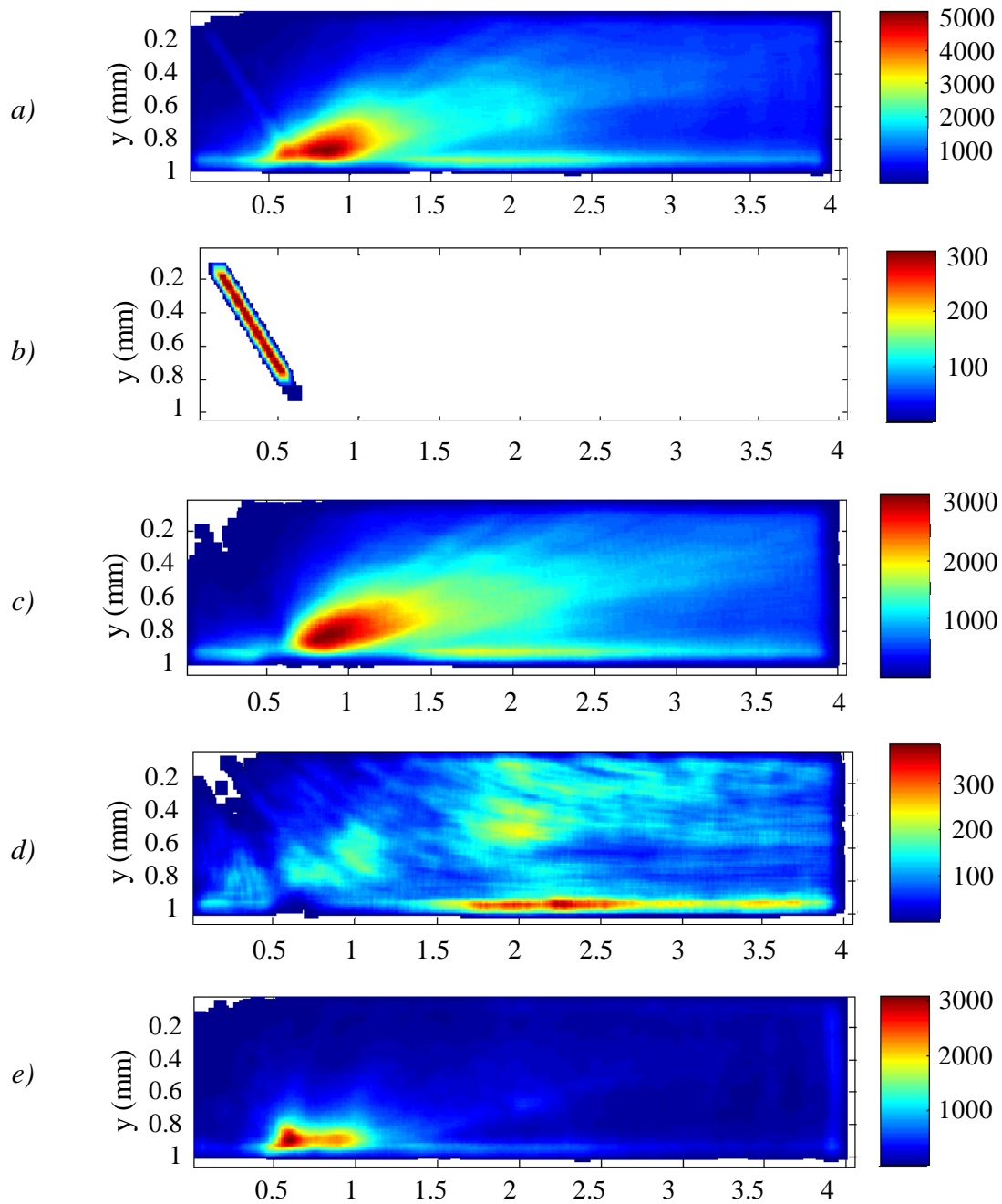


figure V.12 : *Distribution spatiale du nombre de gouttes suivant leur catégorie dans le cas du splashing de la figure V.1a (l'échelle des couleurs traduit leur fréquence, a: l'ensemble des gouttes, b: gouttes primaires, c: gouttes secondaires, d: gouttes tertiaires, e: objets non inclus dans les trajectoires)*

La fréquence des gouttes, notamment des gouttes secondaire, diminue à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'impact car elles se séparent, de plus un certain nombre d'entre elles finissent par sortir du plan focal (figure V.12c). La figure V.12e montre la fréquence des objets qui n'entrent dans aucune des trajectoires reconstituées. On remarque que ces objets sont principalement localisés à proximité de la zone d'impact, là où la densité des gouttes est la plus grande et les chevauchements sont les plus nombreux. Dans le cas d'un éclatement, pour faciliter les calculs, les gouttes en contact avec la paroi sont mises de côtés et elles ne

sont pas examinées par l'algorithme de suivi. De ce fait, ces gouttes n'appartiennent à aucune des trajectoires reconstituées.

En revanche, dans le cas d'un rebond (avec ou sans formation de satellite) les gouttes en contact avec la paroi sont pris en compte dans le suivi, et il est possible de relier les gouttes primaires et leurs descendantes secondaires. L'histoire de chaque goutte peut alors être entièrement retracée (paragraphe 6.1).

5. Précision de la mesure de taille et effet de la profondeur de champ

Afin de déterminer la précision de la mesure et de caractériser l'effet de la profondeur de champ, une mire est utilisée. Il s'agit d'une plaque de verre sur laquelle ont été réalisés des dépôts de chrome, de la forme de disques dont les diamètres varient entre $4\mu\text{m}$ à $500\mu\text{m}$. La mire est visualisée en utilisant les mêmes paramètres que ceux employés pour la détection de goutte (figure V.13).

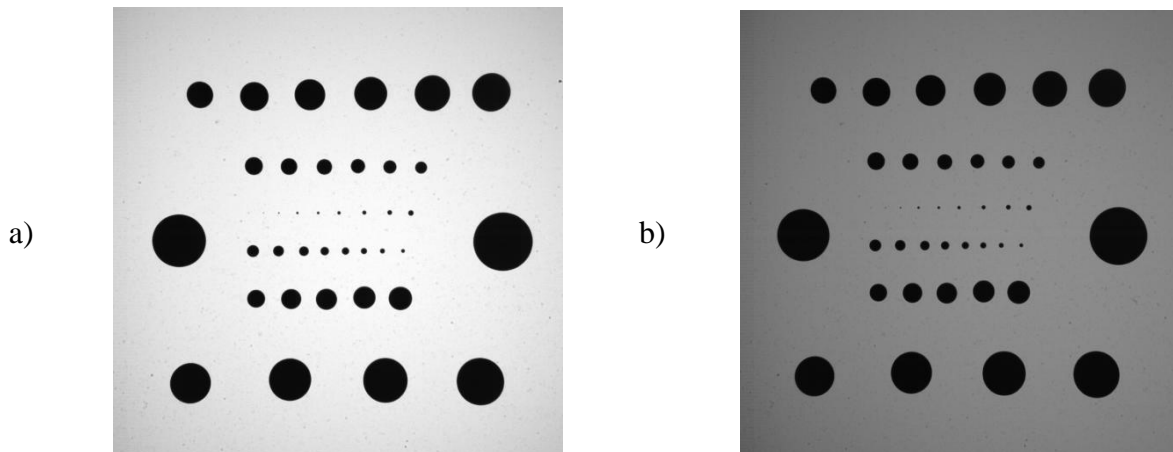


figure V.13 : Mire de calibration avec des disques allant de $4\mu\text{m}$ à $500\mu\text{m}$. Deux illuminations sont testés.

Dans un premier temps, des mesures ont été réalisées lorsque la mire est positionnée exactement au niveau du plan focal de la caméra, ce qui constitue les conditions les plus favorables à la mesure. La figure V.14 montre l'évolution de l'erreur de mesure en fonction du diamètre des disques sur la plaque, pour les deux illuminations correspondant aux images de la figure V.13. Une erreur systématique d'environ $4\mu\text{m}$ est observé pour des gouttes de taille supérieure à $40\mu\text{m}$, quelque soit le niveau du fond. Cet écart systématique correspond, dans cet exemple en tenant compte du grandissement du zoom employé, à une erreur d'environ $1/2$ pixel. Lors que la taille de l'objet se rapproche du pixel soit 8 microns, trouver le contour devient imprécis du fait de la pixellisation et ce même si l'objet se situe dans le plan focal de la caméra. On voit que la taille est surestimée de un voir deux pixels. Les erreurs du à la pixellisation sont systématiques et peu sensible à l'éclairage. Elles sont seront désormais corrigé en soustrayant à toutes les mesures de taille, l'erreur caractérisée grâce à la mire sur la figure V.14. Par la suite, la courbe extrapolée sur la figure V.14 sera retranchée à toutes les mesures.

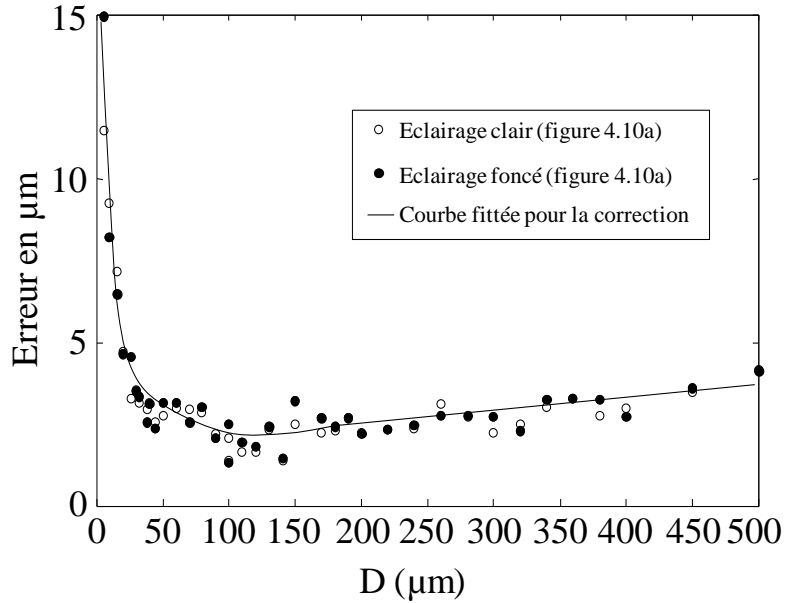


figure V.14 : Erreur de mesure de taille en fonction du diamètre des disques

La mire est déplacée suivant l'axe de la caméra afin de mettre en évidence l'effet de la profondeur de champ sur les mesures du diamètre des disques. La profondeur de champ correspond à la distance jusqu'à laquelle un objet peut être détecté et analysé par le programme d'extraction du contour. Comme attendu, la profondeur de champ augmente avec la taille des objets observés (figure V.15). Un disque de 10μm (à peu près la taille minimale de ce qui est détectable en pratique) est visible sur une épaisseur d'environ 0.7 mm. L'épaisseur du volume de mesure augmente rapidement avec la taille des disques. Cette épaisseur est déjà d'environ 2mm pour des disques d'environ 20μm.

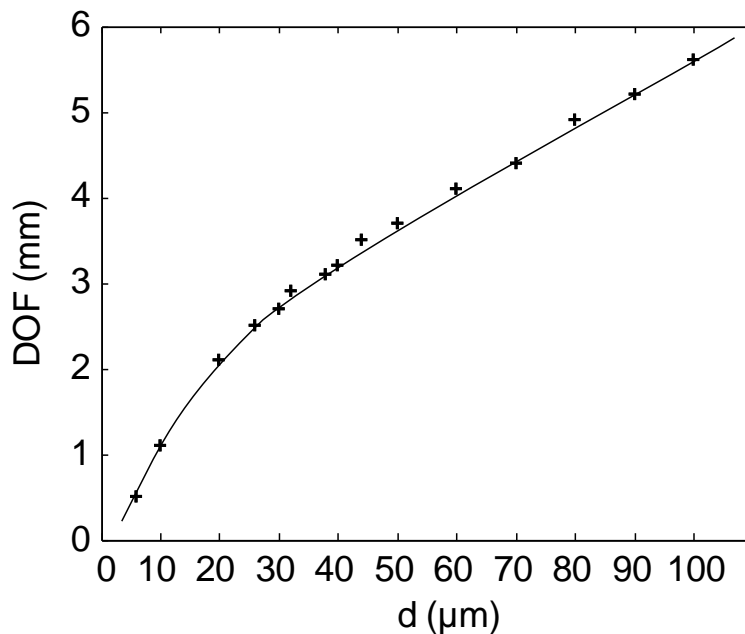


figure V.15 : Profondeur de champ en fonction de la taille des disques observés sur la mire de calibration.

La figure V.16 montre l'erreur de mesure de taille Err_d (différence entre la taille mesurée D_m et la taille réelle des objets D_0) en fonction de la distance z au plan focal. Les erreurs restent faibles dans un intervalle $z = \pm 0.5mm$, ce qui correspond en pratique à la région dans laquelle la majorité des gouttes se situe. Comme attendu, la taille apparente D_m d'un objet augmente avec sa distance z au plan focal. Malgré une dissymétrie très légère entre l'avant-plan et l'arrière-plan (respectivement les valeurs positives et négatives de z), l'erreur peut être décrite par un polynôme d'ordre 2 de la forme:

$$Err_d = A(D_0)z^2 \quad (5.3)$$

où A est un paramètre qui décroît avec le diamètre réel de l'objet.

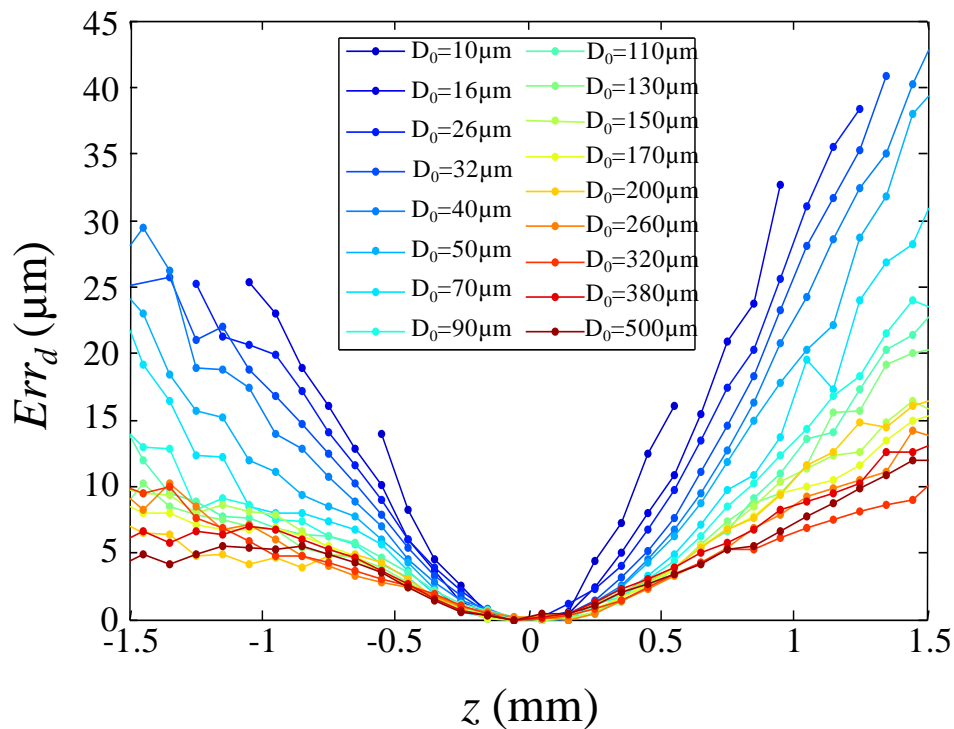


figure V.16 : Erreur de mesure de taille en fonction de la distance par rapport au plan focal

La valeur de A est estimée par la méthode des moindres carrés, et son évolution en fonction de D_0 est présenté en figure V.17.

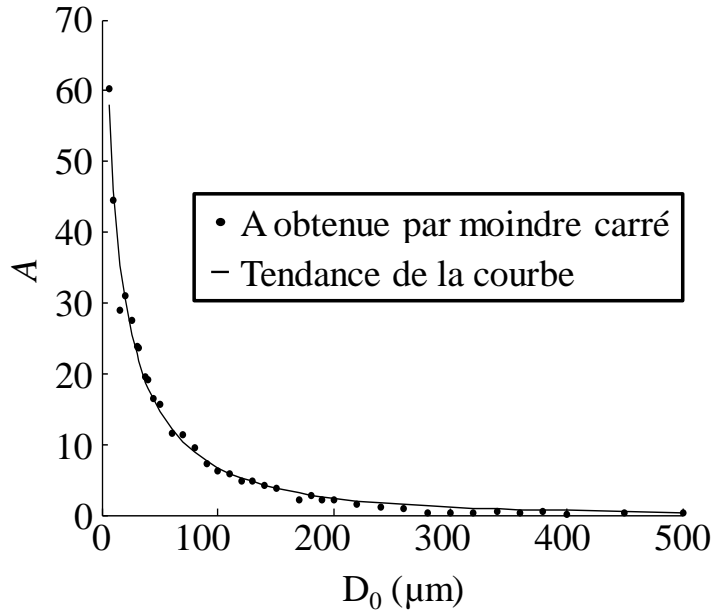


figure V.17 : Evolution du paramètre A de l'équation (5.3) en fonction de la taille réelle des disques de la mire de calibration.

Les figure V.18 et figure V.19 montrent l'effet de la défocalisation sur le gradient maximum G et l'intensité maximale I_{\max} lorsque la distance au plan focal z est modifiée. Pour une valeur donnée de z , les paramètres G et I_{\max} augmentent avec la taille apparente du disque puis atteignent un plateau.

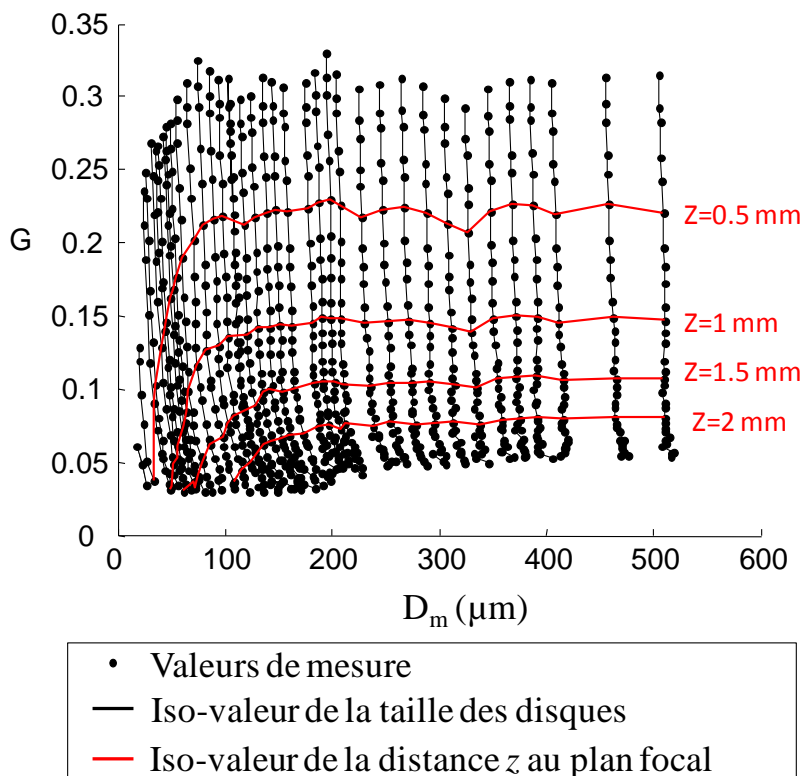


figure V.18 : Gradient G sur les bords des disques de la mire de calibration, pour différentes tailles de disques et pour différentes distance du plan focal (D_m est le diamètre mesuré)

I_{\max} tend vers 1 quelque soit la valeur de z , alors que les valeurs asymptotiques de G diffèrent. De ce fait, afin d'éliminer les gouttes contenu en dehors d'un volume de mesure

prédéfini, il semble plus simple d'utiliser un critère basé sur le gradient. Ce choix est le seul valable lorsque D_m est supérieur à 250 μm puisque I_{max} n'est pas sensible à la profondeur z . Ce comportement a déjà été souligné par certains auteurs [91, 92]. Pour des gouttes de tailles plus modérées (inférieure à environ 150 μm), les choix de I_{max} et de G comme critère de netteté sont assez équivalents, et ils présentent tout les deux une bonne sensibilité à la profondeur z .

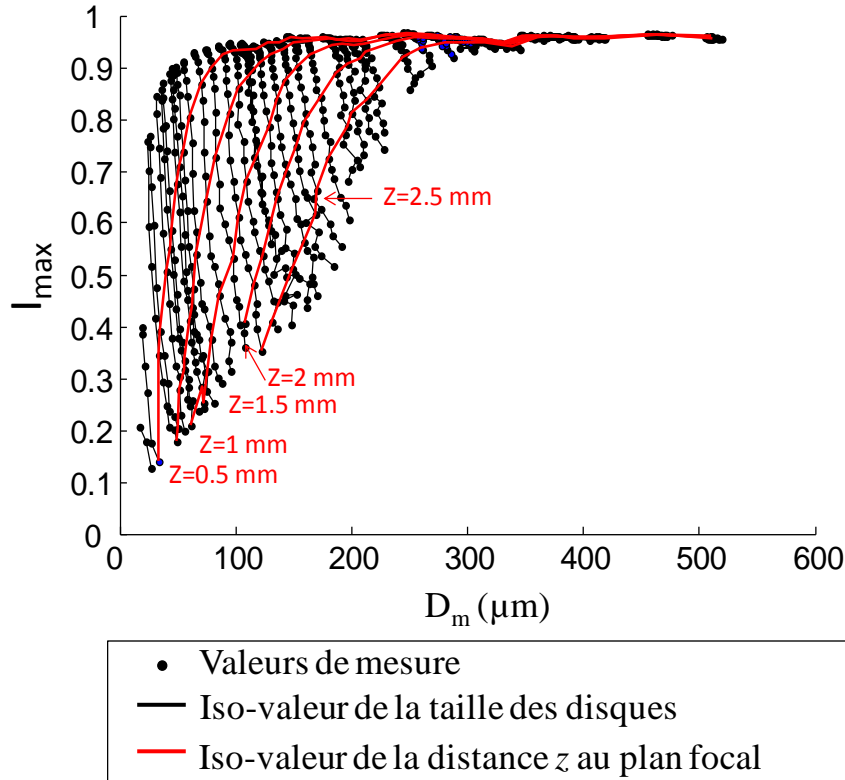


figure V.19 : Intensité maximum du niveau de gris en fonction de la taille des disques pour différentes distances du plan focal (D_m est le diamètre mesuré)

6. Validation de la technique

La méthode d'analyse des images a été testée sur les cas de rebond et d'éclatement en figure V.1.

a. Cas du rebond

Les cas les plus simples à analyser sont les cas de rebonds, car l'ensemble des gouttes restent dans le plan focal de la caméra, ou très près de celui-ci. L'étude des trajectoires est également très simplifiée par rapport à un éclatement. Les erreurs de mesures sont majoritairement dues à la déformation des gouttes pendant et après le rebond. Ces erreurs résultent de la méthode de calcul du diamètre équivalent basée sur l'aire.

La figure V.20a montre la distribution spatiale de la taille équivalente des gouttes pour le rebond de la figure 4.1a. On constate que les erreurs deviennent importantes pendant l'étalement de la goutte et la phase d'oscillation qui lui succède. Afin de réduire cette erreur, une taille est attribuée pour chacune des trajectoires reconstituées. Les éléments des

trajectoires sont classés en trois catégories (primaire, secondaire, en contact avec la paroi) et pour chaque trajectoire, la taille des éléments de ces catégories est remplacée par leur moyenne. Ces moyennes réduisent évidemment l'erreur de mesure de la taille causée par la déformation (figure V.20b).

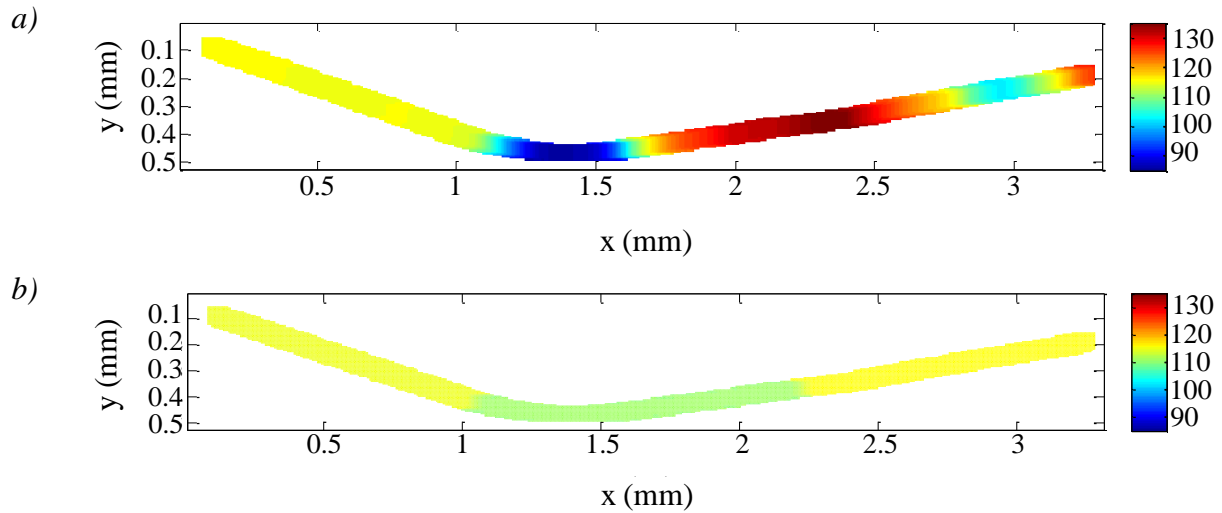


figure V.20 : Image de la taille de gouttes mesurée dans le cas du rebond de la (a: diamètres calculé avec le diamètre équivalent d'un disque, b: diamètres moyennés par catégorie et trajectoire).

Seules les gouttes en contact avec la paroi conservent un diamètre légèrement supérieur aux autres. Les distributions en taille et vitesse sont données sur la figure V.21. Ces distributions sont relativement étroites. Leurs écart-types correspondent respectivement à $0.2 \mu\text{m}$ et 0.02 m/s . Ceci donne une idée de la précision de mesures qui peut être obtenue dans ces conditions favorables.

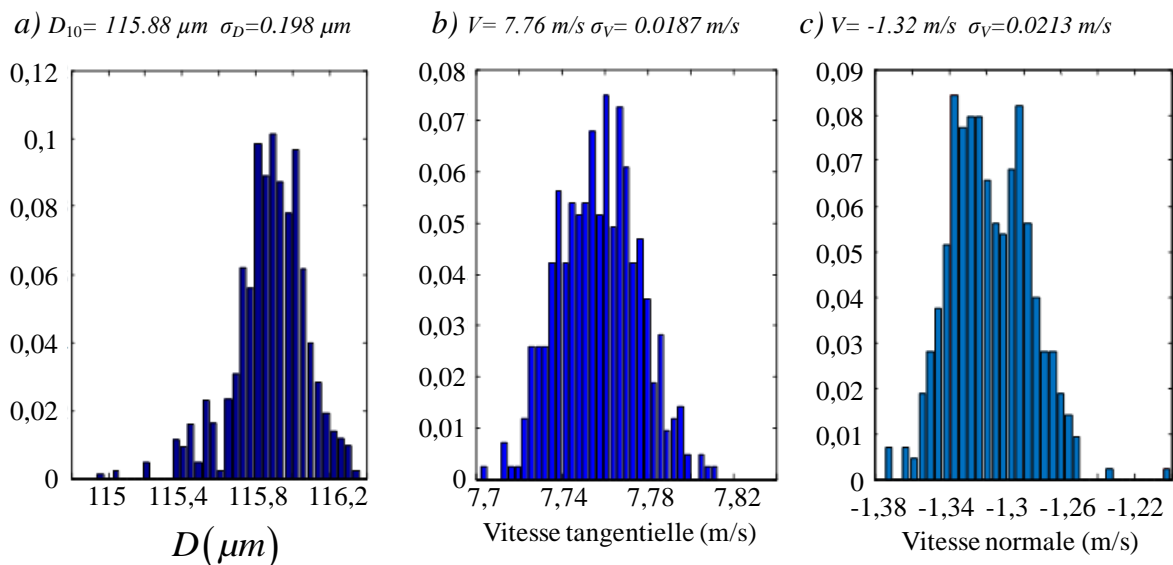


figure V.21 : Distribution en taille et vitesse des gouttes secondaires (cas du rebond sur la figure V.1a).

Comme la vitesse et la taille des gouttes sont mesurées simultanément, il est possible de reconstruire l'évolution de la déformation de la goutte en fonction du temps depuis le début du contact avec la paroi (figure V.22). Les dimensions verticale et horizontale des gouttes sont représentées en fonction du temps écoulé depuis le début de leur entrée en collision (figure V.22). Du fait de la périodicité du jet de gouttes, les mesures obtenues se superposent parfaitement. On peut alors facilement déterminer des paramètres tels que le diamètre maximal d'étalement, la durée de l'étalement et le temps de séjour.

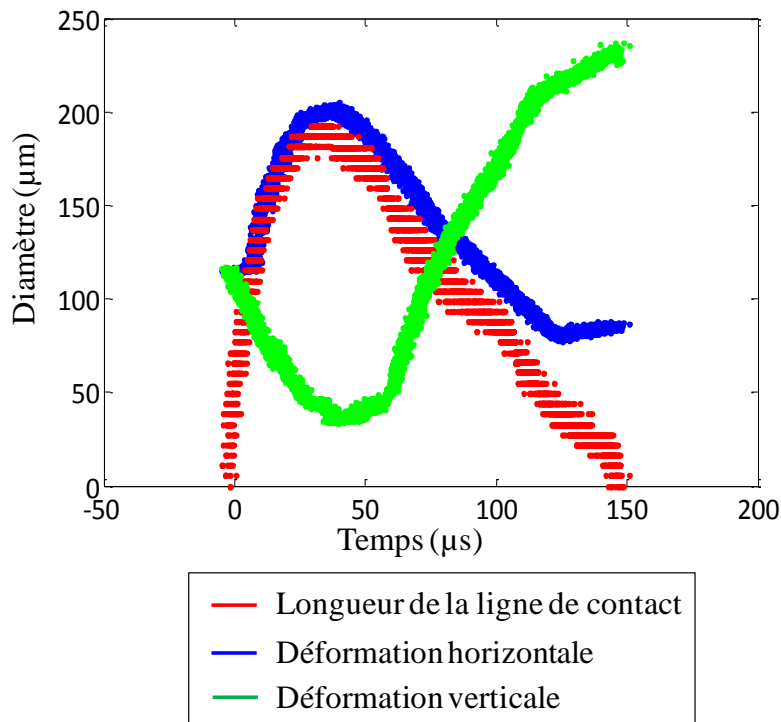


figure V.22 :
Déformation de la goutte
lors de son contact avec
la paroi (cas du rebond
donné en figure V.1a) et
estimation du temps de
contact

Le temps de séjour, tout comme le diamètre d'étalement maximum peuvent être extraits de cette figure. Ces deux paramètres sont importants afin de modéliser le transfert de chaleur entre la paroi chaude et la goutte[22].

b. Cas du régime d'éclatement

L'analyse des images est plus délicate dans le cas d'éclatements en particulier du fait de la présence de gouttes floues. Il convient de connaître précisément les biais de mesure et les erreurs qui en découlent. Dans un premier temps, on s'est intéressé aux taux de rejets du suivi, autrement dit le pourcentage d'objet détecté mais non inclus dans une trajectoire. Dans le cas de la figure V.1a, ce taux atteint 19.9%. Cette valeur reste modeste si on se souvient que les gouttes en contact avec la paroi sont systématiquement exclues du suivi. Il est bien sûr supérieure au taux obtenu pour un rebond (proche de 0% pour le cas de la figure 4.1.b) ou un éclatement modéré (environ 10% pour le cas de la figure 4.1.c). La figure V.23 montre la distribution en taille des objets classés par catégories (primaire, secondaire, tertiaire et non-inclus dans une trajectoire). Le taux de rejet semble être légèrement plus important dans le cas des plus petites gouttes, mais dans l'ensemble la distribution de taille des objets inclus dans une trajectoire est comparable à la distribution initiale.

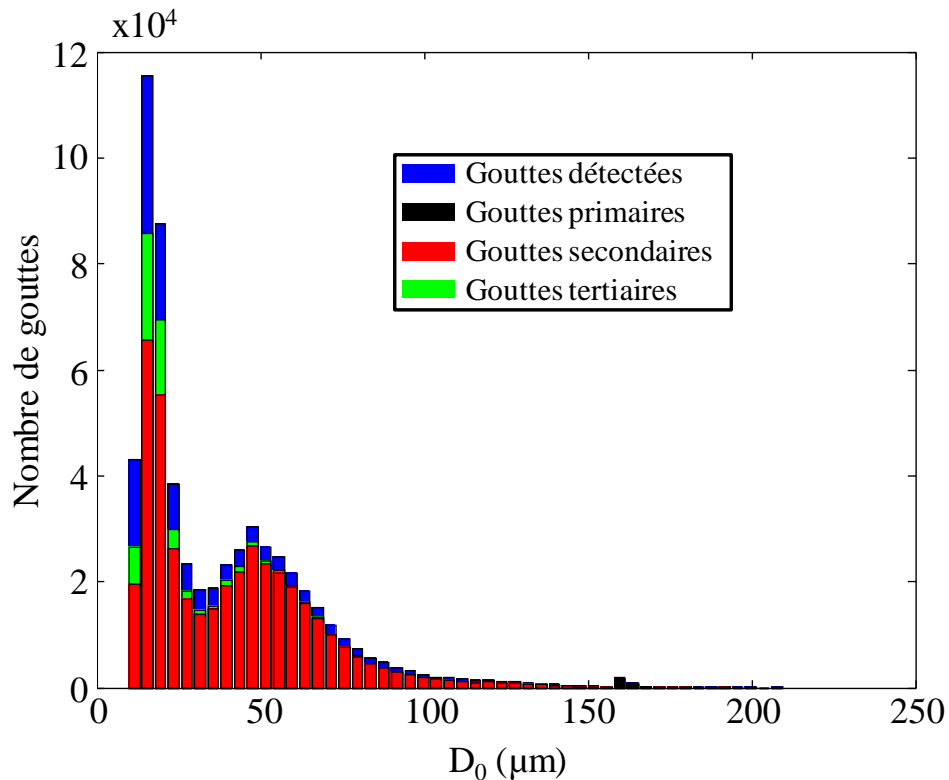


figure V.23 : *Distribution en taille des objets détectés en fonction de leurs catégories, dans le cas du splashing de la figure V.1a.*

Les débits volumiques des gouttes primaires et secondaires ont été comparés. Le volume transporté par les gouttes de ces catégories est sommé (chaque trajectoire reconstituée compte pour une goutte dans ce calcul) et la somme est ensuite divisée par le temps d'acquisition. Il apparaît que le débit volumique correspondant aux trajectoires des gouttes secondaires est environ deux fois supérieur à celui associé aux trajectoires des gouttes primaires. En revanche, si les calculs se limitent aux trajectoires traversant la frontière d'un volume de contrôle entourant la région de l'impact, le débit volumique des gouttes secondaires est comparable à celui des gouttes primaires entrant dans ce volume. Il lui est plus faible d'environ 10%.

L'interprétation de ces résultats semble indiquer que la grande majorité des objets détectés ont trouvé une place dans une trajectoire, mais les trajectoires construites sont fragmentées. Il se pourrait même qu'en moyenne une goutte secondaire soit perdue puis retrouvée au moins une fois pendant son suivi. Ces erreurs de suivi sont sans doute liées à des objets masqués qui n'ont pas pu être séparés. Les calculs ont été réalisés en ne tolérant que des disparitions temporaires d'une image. Des calculs tolérant des sauts encore plus grand de deux, voir trois images pour le suivi des trajectoires permettraient peut-être de limiter ces erreurs mais seraient délicats à réaliser.

La présence de gouttes floues est aussi une source possible d'erreur. La figure V.24 présente le gradient sur les contours des objets détectés en fonction de leur taille apparente. Des interpolations basées sur les données de la mire (figure V.18) permettent d'estimer la distance z des objets au plan focal (figure V.24).

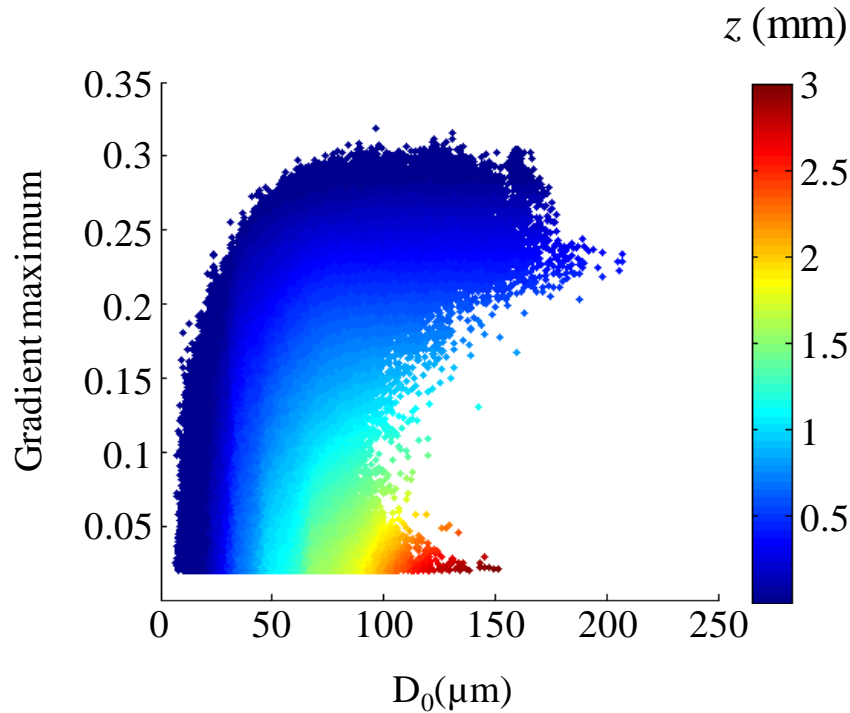


figure V.24 : Gradient maximum détectés sur les contours des gouttes en fonction du diamètre des gouttes dans le cas du splashing de la figure V.1a (l'échelle de couleur traduit la distance z au plan focal)

Il apparaît que près de 75% des objets détectés se situent dans l'intervalle $0 < z < 0.5\text{mm}$ et sont donc faiblement affecté par les erreurs de mesure de taille associées à la profondeur de champ (figure V.14). Seuls 1.8% des objets détectés se situent au-delà de $z = 1.5\text{mm}$. Afin limiter les erreurs de taille liées à la profondeur de champ, une méthode simple consiste à rejeter les gouttes qui sont trop éloignées du plan focal. Cette approche a été testée et les résultats sont présentés sur la figure V.25, où la distribution de taille est affichée après avoir supprimé les objets se trouvant au-delà de 0,5 et 1mm d'après la figure V.25. On remarque que les fréquences des gouttes secondaires les plus grandes sont les plus affectées par ces suppressions, ce qui est tout fait normal puisqu'un objet flou apparaît toujours plus gros qu'il ne l'est réellement. Par exemple, une goutte de $35\mu\text{m}$, peut être détectée jusqu'à une distance $z = 1.5\text{mm}$ du plan focal (figure V.15) mais sa taille apparente à cette distance est d'environ $80\mu\text{m}$. Elle se retrouve alors dans la classe des gouttes de $80\mu\text{m}$. A l'inverse, les gouttes dont le diamètre apparent est faible ont nécessairement un diamètre réel faible et une faible distance au plan focal. Il est donc improbable que ces gouttes soient supprimer par le filtrage selon z .

Réduire l'épaisseur du volume de mesure peut être une bonne approche pour obtenir une pdf de taille plus précise, mais pour être sûr de n'oublier aucune goutte, cette approche doit s'accompagner d'une exploration de l'écoulement par plans successifs selon z à la manière des techniques de tomographie. Une approche de type tomographie est fastidieuse et son couplage avec le suivi des particules n'est pas évident. Parmi les problèmes, se pose celui de la comptabilisation des gouttes qui ont des trajectoires obliques par rapport aux plans de coupe.

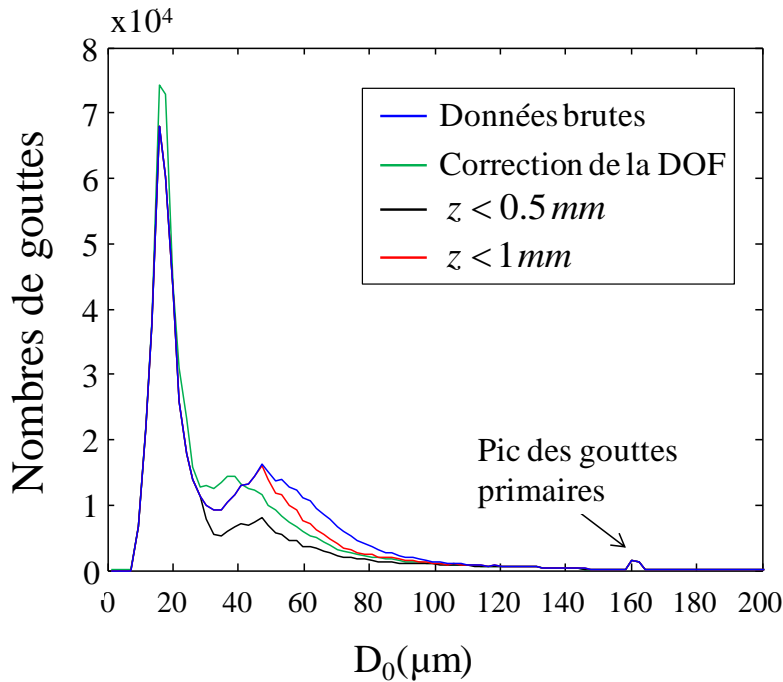


figure V.25 : Influence de la profondeur de champ sur la distribution en taille des objets détectés dans le cas du splashing de la figure V.1a.

Une approche plus simple a été ici préférée pour la correction de la taille des gouttes floues. Les valeurs estimées de z sur la figure V.24 sont utilisées afin de déterminer l'erreur de mesure de taille Err_d à partir de l'équation(5.3), et ainsi retrouver la taille réelle des gouttes. Cependant, pour obtenir la valeur de A dans cette équation à partir de la figure V.17, il faut déjà connaître D_0 . Un calcul itératif est donc mis en œuvre. A la première itération, le diamètre D_0 est remplacé dans l'équation (5.3) par la taille mesurée D_m . Puis aux itérations suivantes, il est remplacé par la taille mesurée D_m soustraite de la valeur de Err_d obtenue à l'itération précédente. Dans la pratique, 3 ou 4 itérations suffisent pour converger avec une précision de 0,1 μ m. La distribution de taille corrigée de la profondeur de champ est affichée sur la figure V.25. On remarque que le second pic de la distribution (autour de 50 μ m) est maintenant décalé d'environ 10 μ m vers la gauche.

La correction précédente n'est que partielle car elle ne corrige pas la dépendance du volume de mesure à la taille des gouttes qui est liée au fait que la profondeur de champ diminue avec la taille des gouttes. Dans l'exemple étudié, les gouttes situées en dehors de la profondeur de champ (sortant du volume de mesure) sont certainement assez rares car très peu de grosses gouttes sont visibles au-delà de $z > 2mm$ (figure V.24) alors même qu'elles pourraient être détectées bien au-delà de cette distance (figure V.15). En théorie, la dépendance du volume de mesure à la taille des gouttes peut être corrigée en calculant la pdf de taille en se basant sur les trajectoires reconstruites et non sur les objets détectés. En effet, puisque toutes les gouttes secondaires sont formées près de $z = 0$ aucune goutte n'est manquée. Dans le même temps, la pdf de taille est ainsi corrigée du biais favorisant les gouttes les plus lentes qui restent présentes sur un plus grand nombre d'image. Une goutte a ainsi le même poids statistique qu'elle soit grosse ou petite, rapide ou lente. La figure V.26 représente la pdf de taille par

trajectoire après correction du diamètre pour les gouttes floues et le calcul du diamètre moyen des éléments de chaque trajectoire.

Cette correction n'apporte pas de modifications majeures à la forme de la distribution de taille des gouttes, la majeure partie des gouttes se situant à proximité du plan de détection. On observe surtout une augmentation de la fréquence des gouttes secondaires de plus petites tailles.

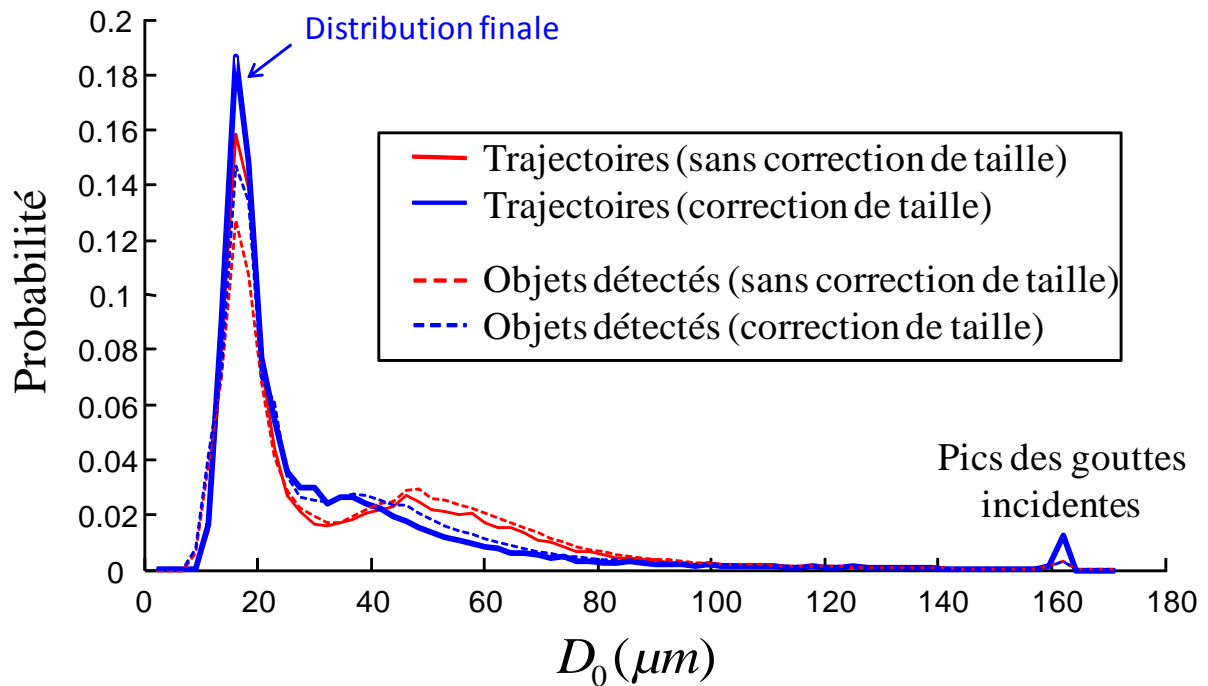


figure V.26 : Distribution de taille des objets détectés par trajectoire après correction du diamètre

Finalement, un second cas d'éclatement (celui de la figure V.1c) a été étudié. Ce cas correspond à un nombre de Weber modéré proche de 70 [22]. La distribution en taille des gouttes secondaires est multimodale : 4 pics sont clairement identifiables sur la figure V.27.

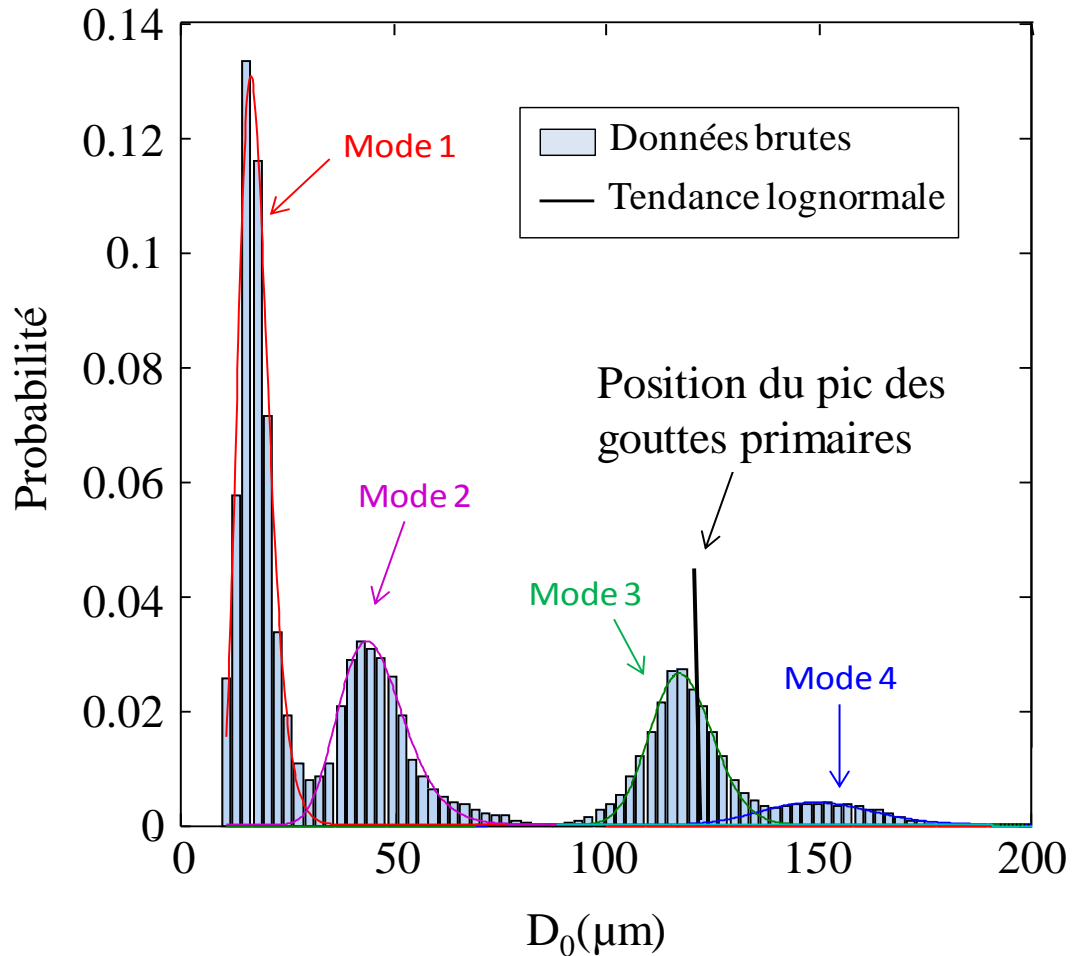


figure V.27 : Distribution de taille des gouttes secondaires dans le cas de *splashing* de la figure V.1c

Chaque mode peut alors être isolé afin d'examiner la distribution spatiale des tailles et des vitesses des gouttes lui correspondant. On peut ainsi extraire de nombreuses informations de ces résultats (figure V.28, figure V.29 et figure V.30). La distribution spatiale des gouttes est représentée sur la figure 4.28. Les gouttes se déplaçant de gauche à droite, l'axe des abscisses est corrélé avec le temps. Les gouttes associées au mode 1 (figure V.28b) sont les premières à être formées, leur apparition se faisant aux valeurs de x les plus faibles parmi toutes les gouttes secondaires. L'observation attentive des images brutes indique que ces gouttes sont créées lors de l'éclatement de bulles de vapeur dû au bouillonnement du film liquide (« thermally induced atomization »), et c'est par ailleurs ce processus qui explique la petite taille de ces gouttes. Elles ont une vitesse verticale initiale élevée comparés aux autres gouttes secondaires (figure V.29b) et du fait de leurs petites tailles elles sont facilement entraînées par les grosses gouttes (figure V.30b).

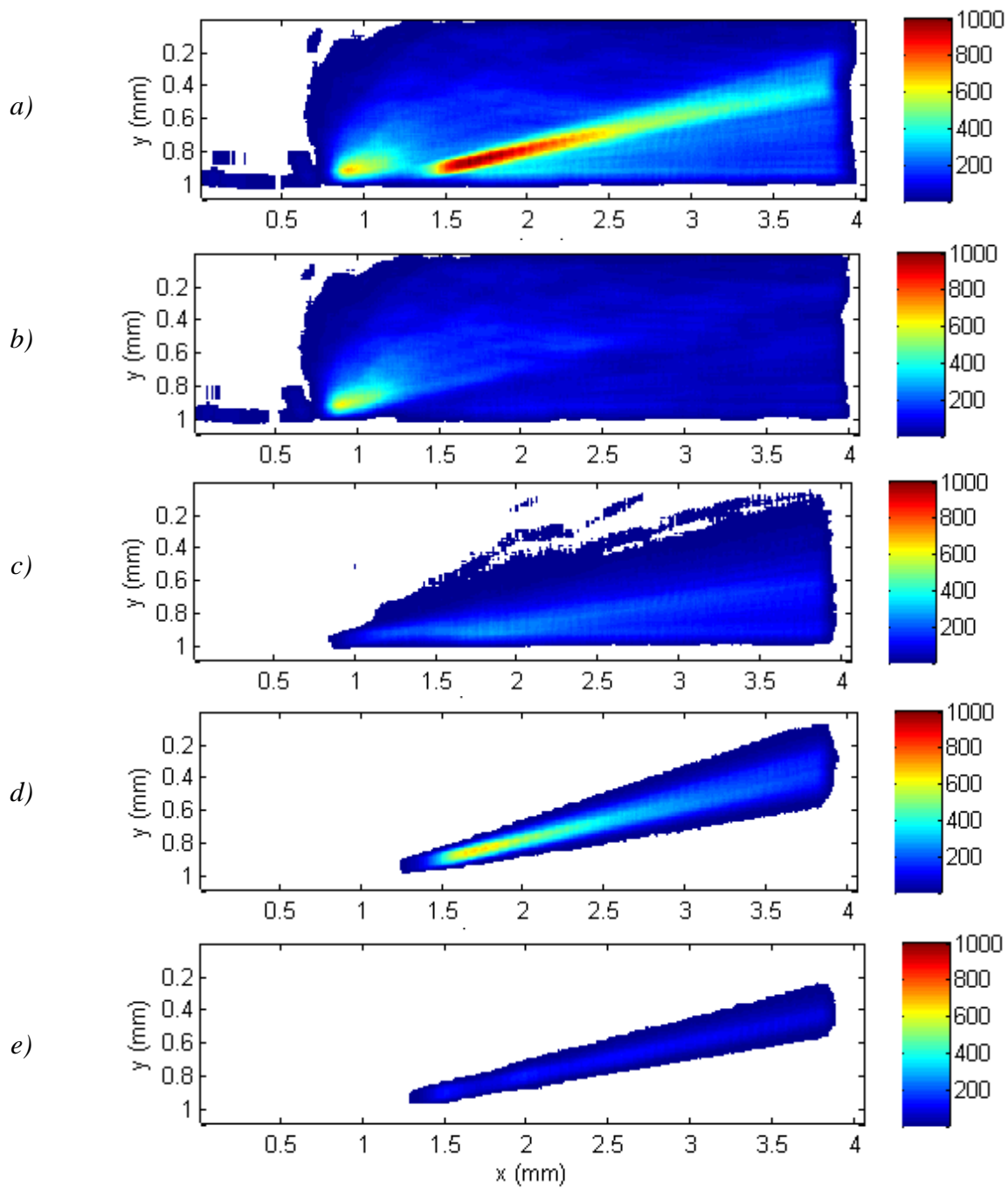


figure V.28 : Distribution spatiale du nombre des gouttes correspondant aux différents modes détectés dans le cas du splashing de la figure V.1c (a: toutes les gouttes secondaires, b: mode 1, c: mode 2, d: mode 3, e: mode 4)

La rupture de la lamelle liquide lors de son étalement maximal mène à la formation des modes 2 et 3. On constate d'ailleurs que les probabilités de ces deux modes (figure V.27) sont similaires.

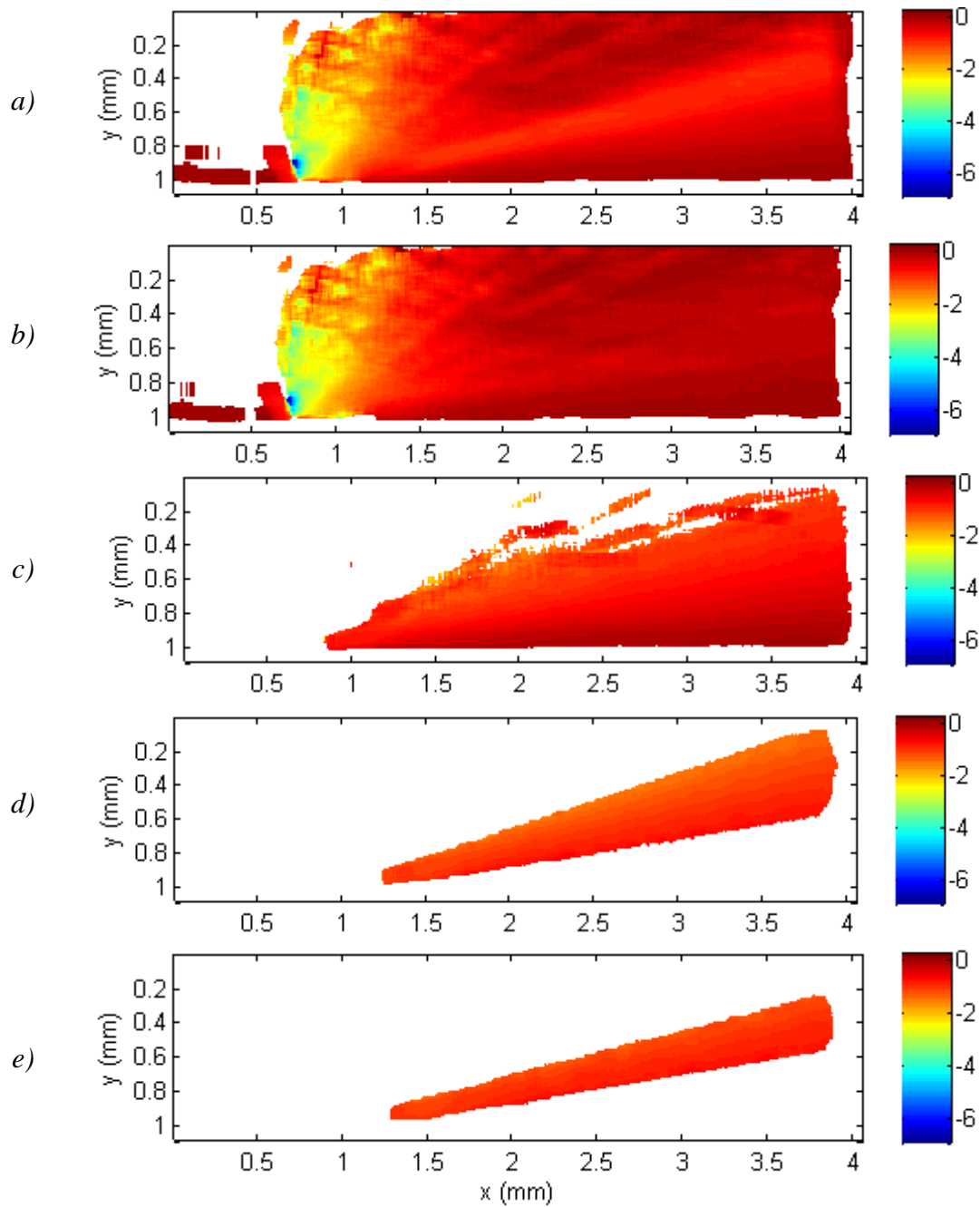


figure V.29 : *Distribution spatiale de la vitesse verticale des gouttes en m/s dans le cas du splashing de la figure V.1c (a: toutes les gouttes secondaires, b: mode 1, c: mode 2, d: mode 3, e: mode 4)*

De plus, le volume d'une goutte primaire ($D_0 = 119\mu\text{m}$) est proche de la somme des volumes d'une goutte des mode 2 et 3 (respectivement $D_{10} = 46\mu\text{m}$ et $D_{10} = 116\mu\text{m}$).

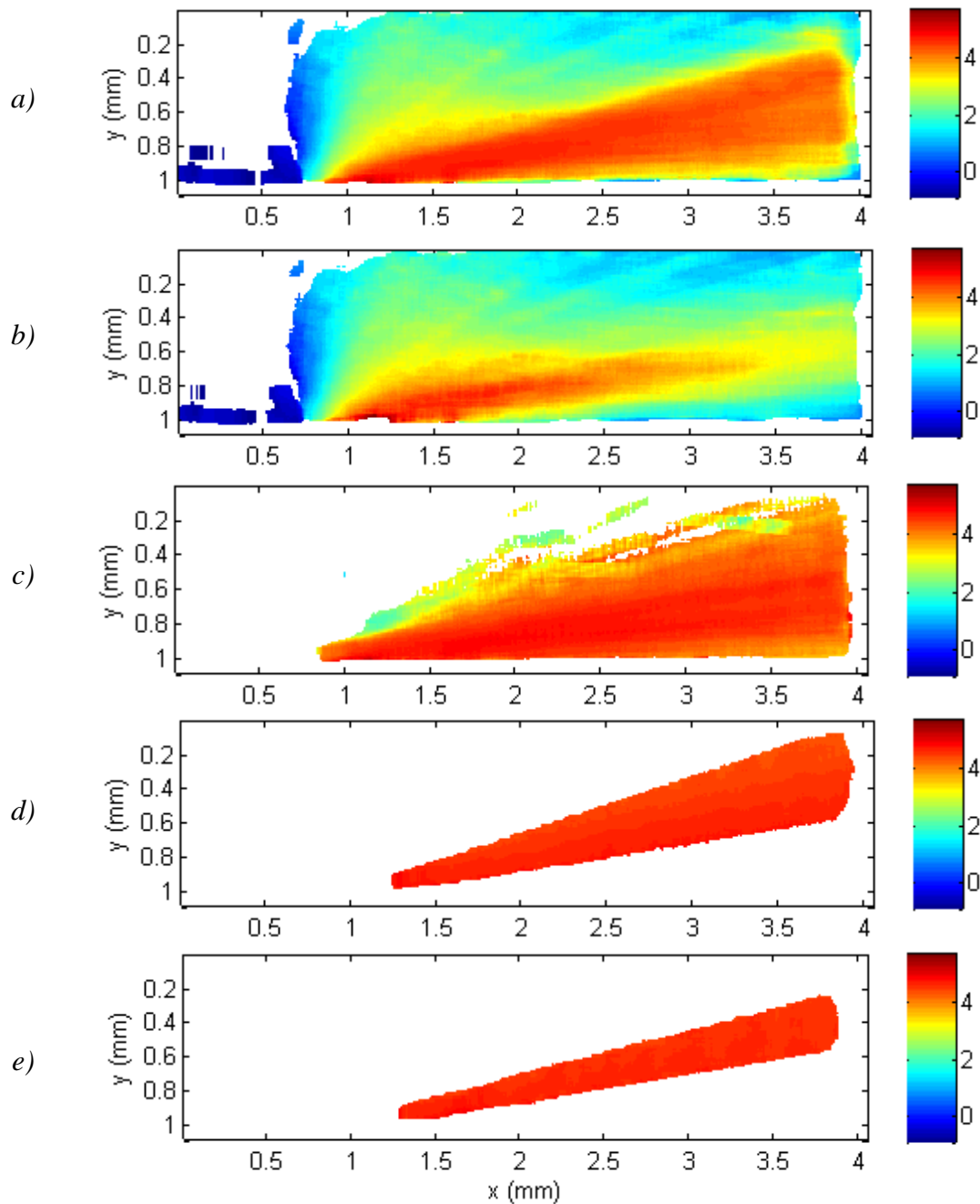


figure V.30 : Distribution spatiale de la vitesse horizontale des gouttes en m/s dans le cas du splashing de la figure V.1c (a: toutes les gouttes secondaires, b: mode 1, c: mode 2, d: mode 3, e: mode 4)

Fort logiquement, on constate que les gouttes du mode 2 ont des vitesses normales plus faibles près de la paroi (figure 4.29c).

Les gouttes du mode 4, moins fréquentes, ont des tailles plus importantes que celles des gouttes primaires. Leur présence ne peut s'expliquer que par la coalescence entre des gouttes successives. Les gouttes secondaires quittent la paroi avec une diminution de vitesse, et sont donc moins espacées qu'avant l'impact. Ce rapprochement entre gouttes favorise alors la

coalescence entre deux gouttes du mode 3. Il existe également une seconde possibilité qui correspond à la coalescence en paroi entre deux gouttes primaires durant leur étalement.

7. Conclusion

L'ombroscopie par caméra rapide a de nombreux avantages pour étudier les interactions gouttes/parois. Elle permet d'extraire des informations primordiales sur le comportement dynamique des gouttes. Ainsi, dans le cas d'un rebond, il est possible de déterminer des paramètres tels que le temps de séjour ou encore l'évolution temporelle du diamètre d'étalement durant le contact avec la paroi. Dans le cas d'un éclatement, cette technique permet de caractériser les distributions de taille et vitesse des gouttes secondaires. De plus, lorsque différents modes sont identifiables au niveau de la pdf de taille des gouttes secondaires, la répartition spatiale et les vitesses associées à chaque mode de fragmentation peuvent être caractérisées afin de mieux comprendre les mécanismes de l'atomisation secondaire.

Chapitre

VI. Résultats expérimentaux : étude thermique et dynamique de l'impact de goutte sur paroi chaude

Cette section s'intéresse à estimer les différents termes contribuant au bilan énergétique de l'interaction entre une goutte et une paroi chauffée en régime de Leidenfrost. Dans une première partie, l'accent sera porté sur les résultats portant sur l'aspect dynamique de l'impact. Différents paramètres influençant les principales caractéristiques des régimes de rebond et de splashing seront étudiés. Dans le cas du rebond, le temps de séjour, le diamètre d'étalement et les coefficients de restitution seront analysés, et dans le cas du splashing, les distributions de taille et de vitesse après impact feront l'objet d'une étude détaillée. Dans un second temps, les résultats propres à l'aspect thermique seront étudiés. Les mesures grâce à l'application de la technique de mesure par fluorescence induite par laser à deux couleurs seront présentées, à savoir la mesure de température des gouttes avant et après impact sur paroi chaude. L'influence sur le bilan thermique de différents paramètres a été étudiée. Ainsi, il sera possible d'examiner l'influence de la température de paroi, de la température d'injection des gouttes, ou encore du nombre de Weber. Ces résultats seront couplés avec ceux obtenus par thermographie infrarouge, permettant d'estimer le flux extrait à la paroi par les gouttes, afin de dresser le bilan thermique lors de l'impact sous certaines hypothèses. L'étude au préalable des caractéristiques dynamiques de l'impact permettront de proposer un ensemble de mécanismes physiques pouvant justifier les résultats thermiques obtenus, et tenter ainsi de mieux comprendre ce phénomène d'interaction entre une goutte et une paroi chaude en régime de Leidenfrost.

1. Etude des caractéristiques hydrodynamiques

L'imagerie rapide en ombroscopie, permettant l'observation quantitative des impacts gouttes-paroi a été décrite de manière détaillée au chapitre V. Cette technique permet de détecter les gouttes, de déterminer leur contour et de suivre leur trajectoire et leur déformation dans le temps. Ainsi, il est possible de connaître la taille, la position et la vitesse de toutes les gouttes détectées. Un rappel des notations utilisées est donnée en figure VI.1

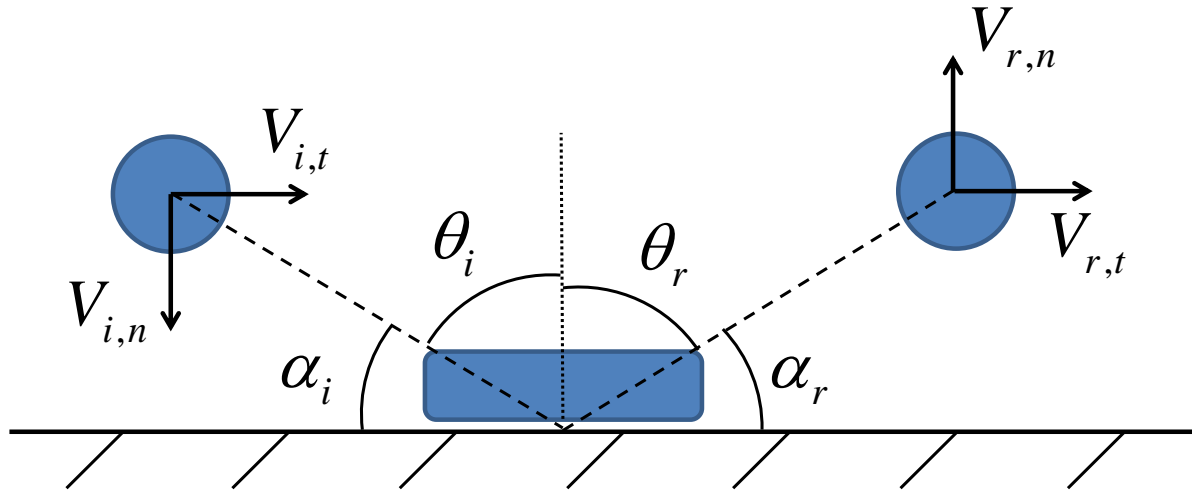


figure VI.1 : Schéma illustrant les différentes notations utilisées lors de l'impact de goutte

Dans ce chapitre, il s'agit de préciser, à l'aide de cette technique, le comportement hydrodynamique des gouttes dans le régime d'ébullition en film, c'est-à-dire lorsque la température de paroi dépasse la température de Leidenfrost. Pour cette gamme de température, un film de vapeur se forme quasi-instantanément entre la goutte et la paroi. Ce film réduit considérablement l'efficacité du refroidissement en empêchant le contact direct entre le liquide et la paroi solide et modifie en même temps profondément le comportement hydrodynamique des gouttes. La goutte peut soit rebondir soit éclater en de multiples gouttelettes secondaires. Le refroidissement est évidemment sensible au processus d'étalement et d'atomisation secondaire. Le temps de séjour de la goutte, le diamètre maximal d'étalement, la taille des gouttes réémises sont quelques caractéristiques hydrodynamiques parmi d'autres essentielles à la compréhension et à la modélisation du refroidissement.

a. Etude hydrodynamique du régime de rebond.

La déformation de la goutte en régime de rebond a été étudiée de façon particulièrement détaillée. L'objectif a été de mettre en évidence l'effet de la taille et de la vitesse de la goutte incidente sur le processus de déformation. De plus, différents liquides ont été également testés : l'eau, l'éthanol, ainsi que trois mélanges eau/glycérol. Les propriétés physiques les plus importantes de ces liquides sont indiquées dans le tableau VI-1. L'éthanol et l'eau ont des viscosités proches, mais des tensions superficielles très différentes. La fraction de glycérol modifie la viscosité du mélange eau/glycérol mais assez peu la tension superficielle.

Les conditions d'impacts sont résumées dans le tableau VI-2. Elles permettent de couvrir un large domaine en termes de nombre de Weber normal. Toutefois, la transition rebond/éclatement a lieu à des valeurs de We_n très différents pour ces liquides.

	Eau	Ethanol	Eau/glycérol (70%/30%)	Eau/glycérol (50%/50%)	Eau/glycérol (65%/35%)
ρ_l ($kg.m^{-3}$)	1000	789	1091	1146	1184
σ_l ($mN.m^{-1}$)	71.97	21.97	65.5	64.5	62.5
μ_l ($mPa.s$)	1	1.2	3.2	7.5	15.2

tableau VI-1 : *Propriétés physiques des différents liquides utilisés*

	Eau	Ethanol	Eau/glycérol (70%/30%)	Eau/glycérol (50%/50%)	Eau/glycérol (65%/35%)
D_0 (μm)	100 - 170	100 - 140	165	110 - 150	100 - 160
$V_{n,i}$ ($m.s^{-1}$)	1 - 7.5	0.5 - 3.5	3 - 5	2 - 6.5	2 - 8
We_n	4 - 70	3 - 50	25 - 60	9 - 90	15 - 152
Re_n	750 - 2000	450 - 1000	800	100 - 400	50 - 180
Oh ($\times 10^{-2}$) (nombre d'Ohnesorge)	8 - 18	50 - 65	27	65 - 90	120 - 200

tableau VI-2 : *Conditions d'impacts pour les différents liquides utilisés.*

i. Description du processus de déformation

La hauteur et la largeur de toutes les gouttes sont mesurées grâce à l'analyse des images de la caméra rapide. La déformation des gouttes le long de leur trajectoire est ainsi connue, en particulièrement, lorsque celles-ci s'étalent sur la paroi. La périodicité du jet de gouttes a été mise à profit en superposant les mesures relatives à plusieurs gouttes consécutives. Cette superposition permet une description particulièrement résolue dans le temps de la déformation illustrée sur la figure VI.2.

Le diamètre d'étalement, celui de la ligne de contact ainsi que l'épaisseur de la goutte y sont représentés dans le cas du rebond d'une gouttelette d'eau ayant un nombre de Weber normal voisin de 30. Le processus d'étalement apparaît dissymétrique dans le temps : la phase initiale d'étalement représente moins de la moitié du temps passé par la goutte au voisinage de la paroi. Ceci tient au fait que la goutte décolle de la paroi alors qu'elle est encore dans une phase d'allongement vertical et bien après qu'elle soit passée par le premier minimum de déformation (ici situé autour de 80 μs). La goutte présente un rapport d'aspect (rapport largeur/hauteur) particulièrement élevée, proche de 4, alors même que le nombre de Weber se situe encore loin de la transition rebond/splashing ou éclatement.

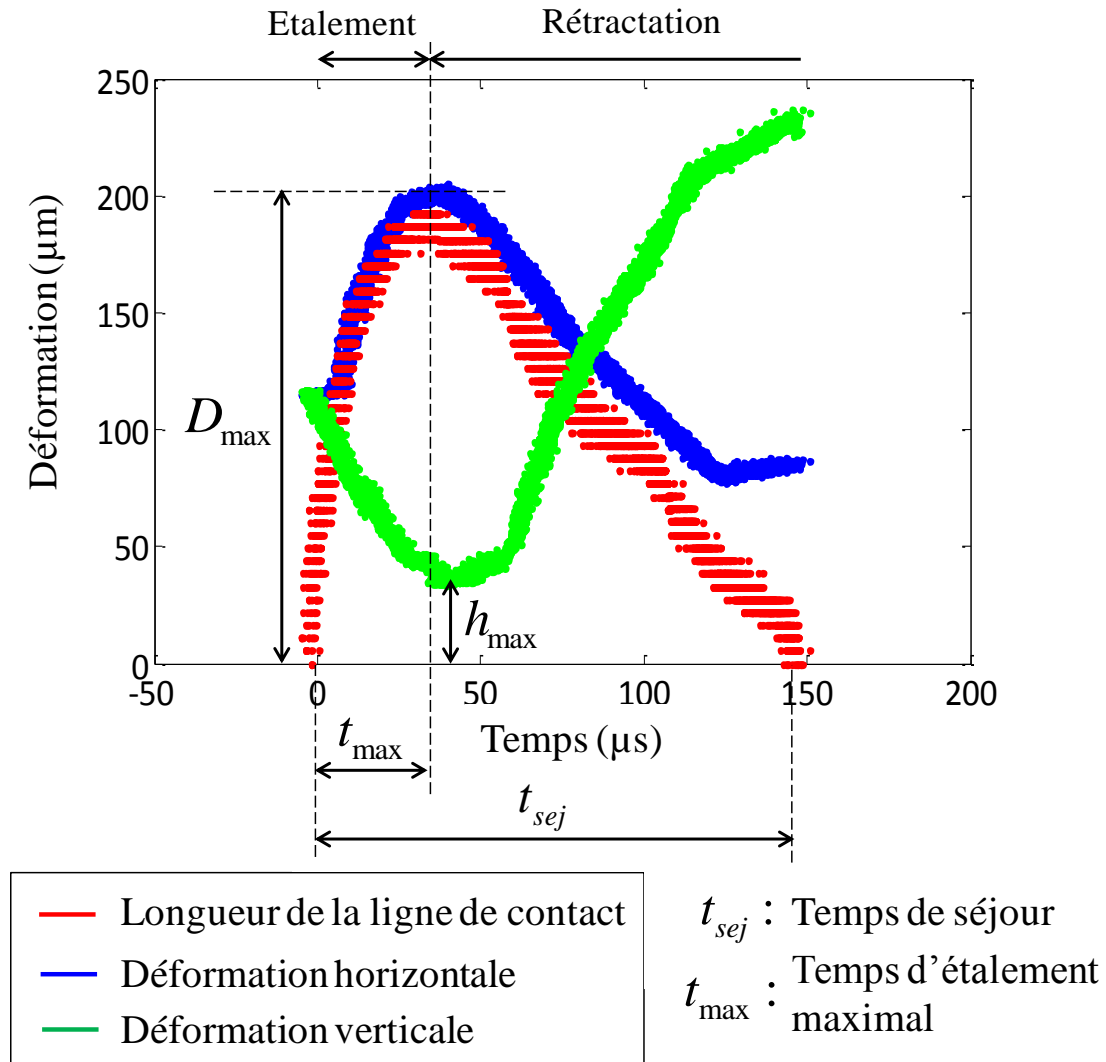


figure VI.2 : Déformation de la goutte lors de son contact avec la paroi. Estimation des temps de séjour et d'étalement maximal

L'étalement de la goutte peut être considéré comme un processus de transformation de l'énergie cinétique en énergie potentielle de surface. L'énergie cinétique de la goutte avant impact est transformée pour partie en énergie de surface au cours de la déformation qui s'accompagne également d'une mise en mouvement du liquide à l'intérieur de la goutte. L'écoulement interne possède donc une énergie cinétique qui varie avec la déformation et qui est dissipée progressivement du fait de la viscosité du liquide. La conservation de l'énergie totale dans ce système peut être résumée de la manière suivante :

$$\frac{dE}{dt} + \Pi_{diss} = 0 \quad (6.1)$$

où Π_{diss} est la puissance dissipée par les effets visqueux et E correspond à l'énergie mécanique du système:

$$E = E_{c,i} + E_{c,int} + \sigma A + \dots \quad (6.2)$$

Dans cette expression, σA est l'énergie de surface, $E_{c,i} = \frac{1}{2} m V_i^2$ l'énergie cinétique de translation du centre de masse de la goutte (noté G) en mouvement à la vitesse V_i . $E_{c,int}$ est l'énergie cinétique de l'écoulement interne. L'énergie potentielle de pesanteur varie ici très peu. Elle joue donc un rôle négligeable du point de vue de la conservation de l'énergie. Par ailleurs, la perte de masse due à l'évaporation n'est pas prise en compte dans le bilan (6.2).

Avant impact, la goutte est parfaitement sphérique. L'écoulement interne a de plus une vitesse supposée négligeable comparée à V_i . L'énergie mécanique E_0 du système peut donc s'écrire sous la forme :

$$E_0 = \frac{\pi}{12} \rho_l D_0^3 V_i^2 + \sigma \pi D_0 \quad (6.3)$$

En divisant cette expression par $\sigma \pi D_0$, il vient :

$$e_0 = \frac{E_0}{\sigma \pi D_0} = 1 + \frac{We}{12} \quad (6.4)$$

$$\text{avec } We = \frac{\rho_l V_i^2 D_0}{\sigma} .$$

Une hypothèse couramment admise est que la déformation est liée uniquement à la vitesse normale à la paroi. Autrement dit, la perte de vitesse selon la direction tangentielle est négligeable, soit :

$$\vec{V}_i = V_{i,n} \vec{n} + V_{i,t} \vec{t} \quad \text{et} \quad \frac{dV_{i,t}}{dt} = 0 \quad (6.5)$$

ii. Diamètre de la goutte à l'étalement maximale

La goutte s'étale jusqu'à ce que toute l'énergie initiale E_0 soit transformée en énergie de surface ou bien dissipée. Ainsi, lorsque l'étalement maximal est atteint, toute l'énergie mécanique se retrouve sous la forme d'énergie de surface. L'écoulement interne a temporairement une vitesse nulle car il est sur le point de changer de sens. En utilisant (6.4) et (6.5), la conservation de l'énergie (6.2) se traduit par :

$$1 + \frac{We_n}{12} = \frac{A_{\max}}{A_0} + w_{\max} \quad (6.6)$$

avec w_{\max} l'énergie dissipée pendant l'étalement rapportée à σA_0 . Dans cette expression, A_0 et A_{\max} correspondent aux surfaces de la goutte lorsqu'elle est respectivement dans son état initial sphérique et dans son état de déformation maximale.

Le facteur d'étalement β_{\max} est défini comme le rapport du diamètre maximal d'étalement D_{\max} (ici pris au niveau de la zone de contact avec la paroi) et du diamètre initial D_0 de la goutte sphérique. Comme attendu, β_{\max} augmente avec l'énergie cinétique d'impact (figure

VI.3). En l'absence de dissipation ($w_{\max} = 0$), d'après l'équation (6.6), les courbes de β_{\max} en fonction de We_n devraient être superposées pour tous les liquides testés. Cependant, il n'en est rien. Du fait de la dissipation, une énergie d'impact plus importante est nécessaire pour produire la même déformation (soit un même β_{\max}) avec un liquide plus visqueux. Ainsi, des rebonds peuvent être obtenus sur une plage de We_n semblant s'élargir avec la viscosité du liquide. Il est d'ailleurs très intéressant de constater que pour la plupart des liquides testés, la transition rebond/éclatement correspond à une valeur critique de β_{\max} comprise entre 2,7 et 3.

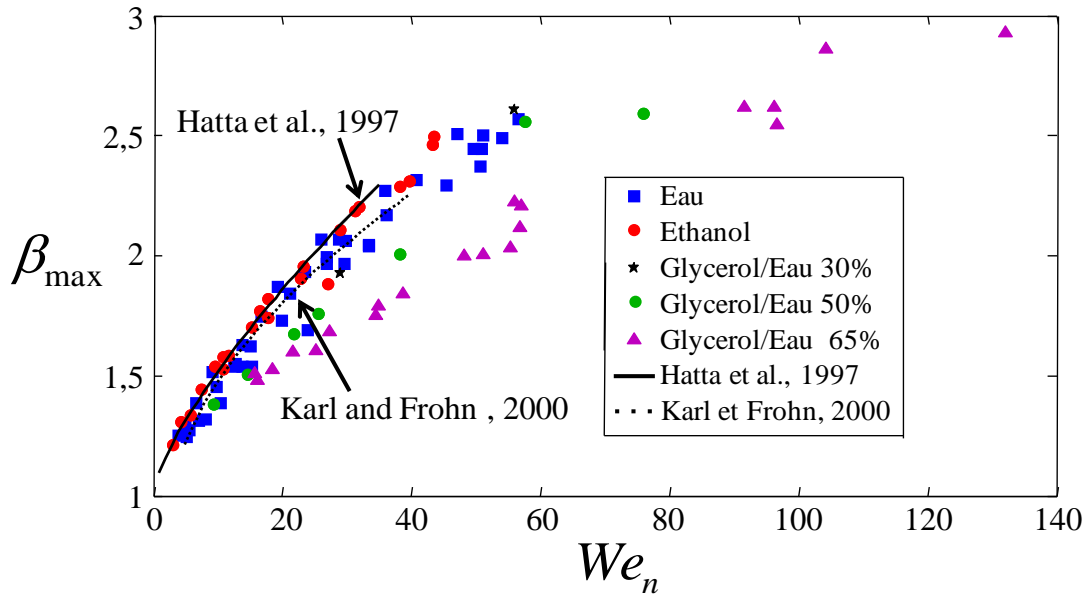


figure VI.3 : Evolution des rapports β_{\max} en fonction du nombre de Weber et pour différents produits. Relations tirés de Karl et Frohn[25] et Hatta et al.[26]

Dans le cas de l'eau et de l'éthanol, les mesures peuvent être comparées aux corrélations de Hatta et al. [26]:

$$\beta_{\max} = 0,093We_n^{0,74} + 1 \quad \text{avec} \quad 0 \leq We_n \leq 35 \quad (6.7)$$

ou de Karl et Frohn [25] :

$$\beta_{\max}^3 - \left[\frac{We_n}{6} \left(\frac{1+r_n^2}{2} \right) + 2 \right] \beta_{\max} + \frac{4}{3} = 0 \quad \text{avec} \quad 0 \leq We_n \leq 55 \quad (6.8)$$

L'équation (6.8) a été obtenue en considérant que la goutte déformée est un cylindre aplati (hypothèse non valable aux faibles déformations), soit:

$$\frac{A_{\max}}{A_0} = \frac{1}{2} \beta_{\max}^2 + \frac{1}{2} \beta_{\max}^{-1} \quad (6.9)$$

Par ailleurs, Karl et Frohn [25] ont supposé que la moitié de la perte de quantité de mouvement est le fait de la dissipation visqueuse pendant la période initiale d'étalement.

Ainsi, en introduisant r_n le coefficient de restitution associée à la composante normale de

vitesse $r_n = \frac{V_{r,n}}{V_{i,n}}$ d'après Karl et Frohn [25] :

$$w_{diss} = \frac{1}{12} \left(\frac{1-r_n^2}{2} \right) We_n \quad (6.10)$$

Le coefficient r_n a été estimé expérimentalement par ces mêmes auteurs pour l'eau et l'éthanol:

$$r_n = 1 - 0,263 We_n^{0,257} \quad \text{avec} \quad 0 \leq We_n \leq 25 \quad (6.11)$$

Les expressions (6.7) et (6.8) ne font pas intervenir la viscosité, alors qu'elle joue à l'évidence un rôle important (figure VI.3). Les corrélations (6.7) et (6.8) ne sont en fait valables que pour des produits faiblement visqueux, ou plus précisément dont la viscosité est comparable à celle de l'eau et de l'éthanol puisqu'elles sont issues d'expériences réalisées avec ces liquides.

En supposant que la goutte a la forme d'un sphéroïde oblate de grand axe $\beta_{\max} D_0$, il vient que le rapport de surface A_{\max}/A_0 est égal à :

$$\frac{A_{\max}}{A_0} = \frac{1}{2} \beta_{\max}^2 + \frac{1}{4\varepsilon \beta_{\max}^4} \ln \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \sqrt{1 - \beta_{\max}^{-6}} \quad (6.12)$$

Le choix d'un sphéroïde est bien adapté aux petites déformations (petits nombres de Weber We_n) mais peut conduire à une sous-estimation de la surface de la goutte aux grandes déformations.

Le rapport A_{\max}/A_0 calculé selon (6.12) augmente à peu près linéairement avec le nombre de Weber normal pour tous les liquides testés (figure VI.4). Soit α , la fraction de l'énergie cinétique présente avant impact dissipée au cours de l'étalement :

$$\frac{A_{\max}}{A_0} = 1 + (1-\alpha) \frac{We_n}{12} \quad \text{et} \quad w_{diss} = \alpha \frac{We_n}{12} \quad (6.13)$$

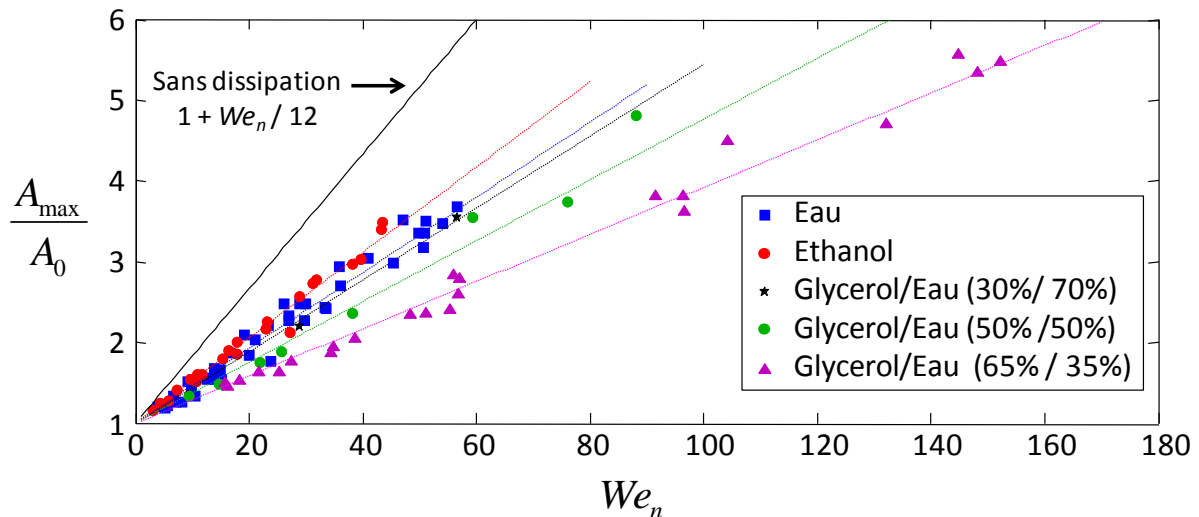


figure VI.4 : Evolution de A_{\max}/A_0 en fonction du nombre de Weber incident normal, pour les différents produits utilisés et dans le cas théorique sans dissipation visqueuse

Dans la gamme de We_n explorée ($We_n > 5$), α est une constante qui ne semble dépendre que de la nature du liquide. A la lecture du tableau VI-3, il apparaît que la dissipation augmente avec la viscosité et diminue avec la tension de surface. Pour autant, le paramètre α ne semble pas directement corrélé au nombre d'Ohnesorge. Ainsi, α est plus petit pour l'éthanol que pour l'eau alors que les nombres d'Ohnesorge des gouttes d'éthanol étudiées sont environ 3 fois plus grands.

Même pour les liquides les moins visqueux (eau et éthanol), la dissipation est importante pendant la phase d'étalement. Elle représente environ 40% de l'énergie cinétique initiale. Pour certains liquides, la dissipation dépasse largement 50%, ce qui sous-entend que la dissipation est moins importante pendant la phase de rétraction suivant l'étalement.

	Eau	Ethanol	Eau/glycerol (70%/30%)	Eau/glycerol (50%/50%)	Eau/glycerol (35%/65%)
α (%)	44%	36%	48%	56%	65%
$Oh (\times 10^2)$	8 - 18	50 - 65	27	65 - 90	120 - 200
$\sigma_l (mN.m^{-1})$	71.97	21.97	65.5	64.5	62.5
$\mu_l (mPa.s)$	1	1.2	3.2	7.5	15.2

tableau VI-3 : Fraction de l'énergie cinétique présente avant impact dissipée au cours de l'étalement en fonction des propriétés physiques des liquides considérés.

iii. Perte de quantité de mouvement

En supposant que l'évaporation de la goutte est négligeable lors de son interaction avec la paroi, la perte de quantité de mouvement peut s'exprimer simplement à l'aide des coefficients de restitution r_n et r_t associés aux composantes normale et tangentielle de la vitesse.

$$L_n = \frac{mV_{i,n} - mV_{r,n}}{mV_{i,n}} = 1 - \frac{mV_{r,n}}{mV_{i,n}} = 1 - r_n \quad (6.14)$$

$$L_t = \frac{mV_{i,t} - mV_{r,t}}{mV_{i,t}} = 1 - \frac{mV_{r,t}}{mV_{i,t}} = 1 - r_t \quad (6.15)$$

Comme attendu, r_n décroît avec le nombre de Weber normal (figure 4). Même si des différences existent certainement entre les différents liquides, elles sont difficiles à apprécier en raison de la dispersion des points de mesures. Cette dispersion n'est pas le seul fait de l'incertitude de mesure qui est en fait assez faible (voir chapitre V). Elle s'explique sans doute aussi par une certaine sensibilité de r_n à d'autres paramètres que le nombre de Weber normal. Ces paramètres ne sont pour l'instant pas clairement identifiés. Ils pourraient être liés aux conditions d'impact, par exemple l'état de surface, les interactions entre gouttelettes successives,... Or la position exacte de la zone d'impact, la fréquence d'injection des gouttes peuvent varier entre les mesures de la figure VI.5. Les écarts entre les différents liquides sont cependant inférieurs à 15% ce qui peut sembler assez faible au vu des différences mises en évidence à l'étalement maximal (figure VI.3).

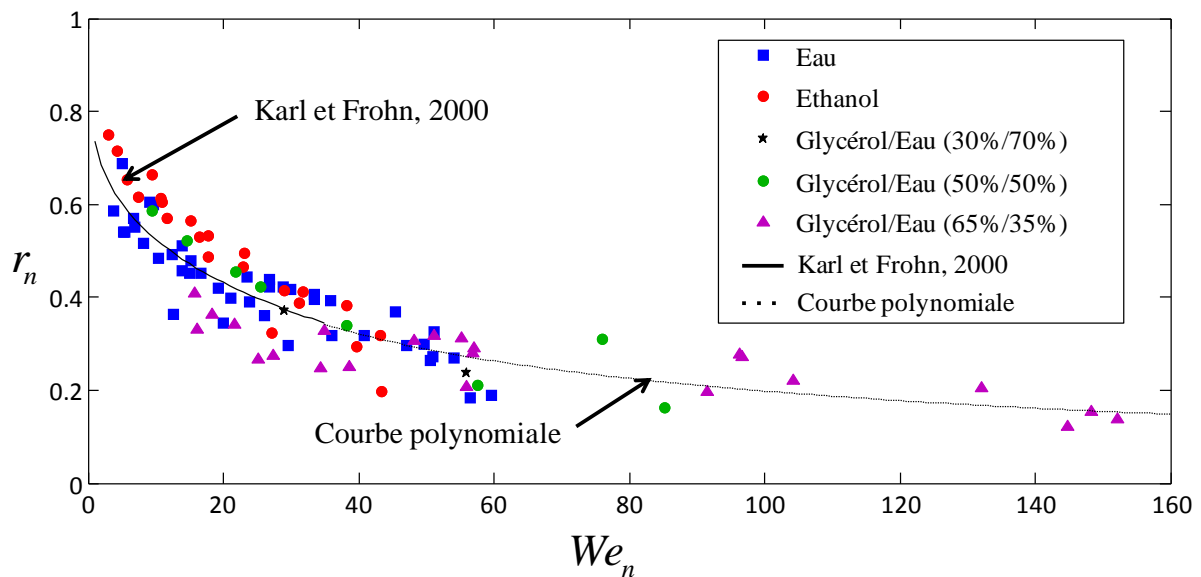


figure VI.5 : Evolution du coefficient de restitution de vitesse normale en fonction du nombre de Weber, et pour les différents produits utilisés

D'après la conservation de l'énergie, lorsque la goutte de surface A_1 quitte la paroi :

$$\frac{1}{2} mV_{i,n}^2 + \sigma A_0 = \frac{1}{2} mV_{r,n}^2 + E_{c,int} + \sigma A_1 + \int_0^{t_{sej}} \Pi_{diss} dt \quad (6.16)$$

ou encore sous forme adimensionnelle :

$$\frac{We_n}{12} (1 - r_n^2) = e_{c,int} + \frac{A_1 - A_0}{A_0} + w_{diss,sej} \quad (6.17)$$

Cette dernière expression suggère que l'énergie qui n'a pas été dissipée pour un liquide peu visqueux reste présente dans l'écoulement interne et la déformation. Autrement dit, une goutte constituée d'un liquide moins visqueux va continuer à osciller après son départ de la paroi du fait de l'énergie qui n'a pas été dissipée. Pour le centre de masse, cela ne fait toutefois que peu de différence.

Le coefficient de restitution tangential r_t diminue également avec We_n (figure VI.6). Une rapide comparaison de cette diminution avec celle de r_n (figure VI.5), confirme que la perte de quantité de mouvement est moindre dans la direction tangentielle. Ainsi, lors d'un impact oblique, les gouttes repartent avec un angle plus faible par rapport au plan de la paroi. D'après les mesures, r_t ne tend pas tout à fait vers 1 lorsque We_n tend vers 0, mais plutôt vers 0,98. La différence est sans doute le fait de la trainée qui agit inévitablement sur la vitesse tangentielle de la goutte même lorsque le déplacement n'est que de quelques millimètres.

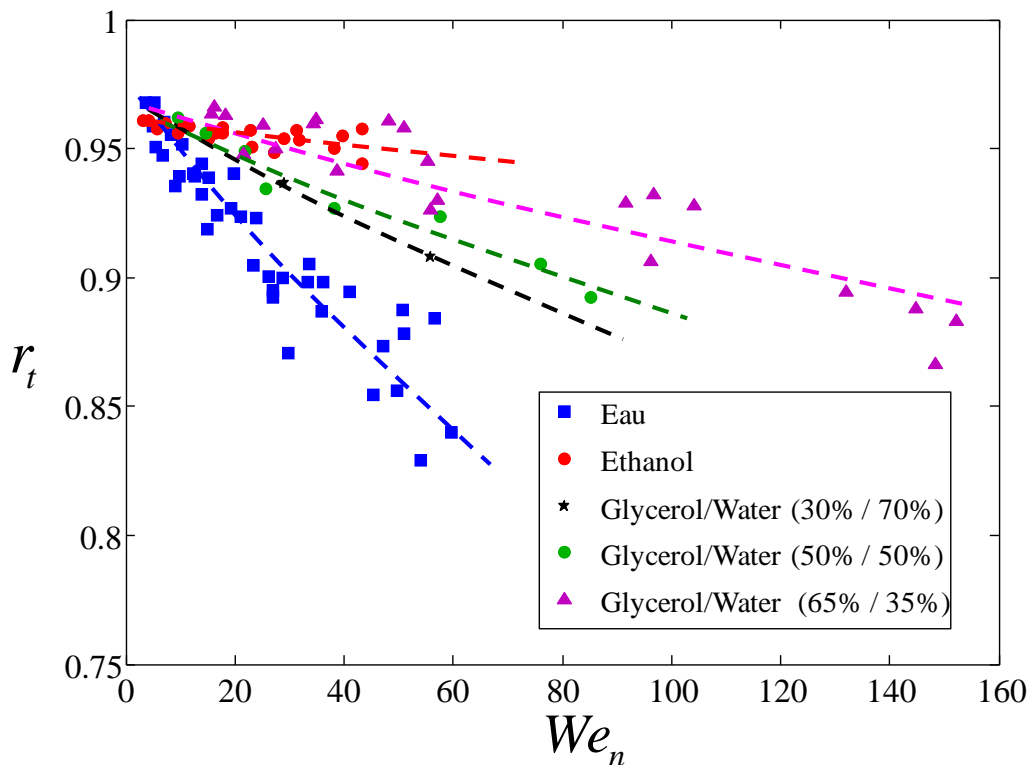


figure VI.6 : Evolution du coefficient de restitution de vitesse tangentielle en fonction du nombre de Weber pour les différents produits utilisés

Le coefficient de restitution r_t diminue plus rapidement avec le nombre de Weber en présence d'eau ou lorsque la fraction d'eau est plus importante dans les mélanges eau/glycérol. Des frottements plus importants signifient très certainement une plus faible épaisseur du film de vapeur séparant la goutte de la paroi. En effet, l'eau a de loin la chaleur latente de vaporisation la plus élevée parmi tous les liquides testés, ce qui pourrait retarder

l'apparition du film de vapeur et réduire son épaisseur. Les modèles existants concernent surtout le cas de la goutte sessile (Biance et al. [56], Guo et Mishima [57]) et prévoient une épaisseur en $L_v^{-1/4}$. Cette dépendance est plutôt faible, mais elle pourrait néanmoins suffire à modifier le cisaillement. Ce dernier point doit être nuancé car la situation rencontrée est bien plus complexe que la goutte sessile et d'autres propriétés physiques peuvent également intervenir.

iv. Temps de séjour et temps d'étalement

Depuis les travaux de Wachters et Westerling [22] dans les années 60, il est généralement admis que le temps de séjour au voisinage de la paroi est comparable à la période du premier mode d'oscillations de la goutte équivalente, noté t_v . D'après la théorie de Rayleigh :

$$t_v = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\rho_l D_0^3}{\sigma_l}} \quad (6.18)$$

La goutte est considérée ici comme un oscillateur harmonique de pulsation ω_0 (approximation valable si les oscillations sont de faible amplitudes). En présence d'un liquide visqueux comme le glycérol, l'amortissement doit être considéré. D'après Lamb [93], le temps caractéristique de l'amortissement τ_d est:

$$\tau_d = \frac{\rho_l D_0^2}{20\mu_l} \quad (6.19)$$

On en déduit ω la pulsation de l'oscillateur amorti:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - (\omega_0 \tau_d)^{-2}} \quad (6.20)$$

L'application numérique de cette dernière relation indique que l'amortissement conduit ici à une augmentation de la période plutôt modeste (moins de 8% pour le mélange eau/glycérol le plus visqueux et des gouttes de 200 μm).

En multipliant (6.18) par $V_{i,n}/D_0$, il vient :

$$\tau_{osc} = \frac{t_v V_{i,n}}{D_0} = \frac{\pi}{4} \sqrt{We_n} \quad (6.21)$$

Le temps de séjour adimensionné par $V_{i,n}$ et D_0 est globalement très proches des valeurs calculées avec la relation (6.21) comme le montre la figure 6.

Ce résultat appelle quelques remarques. Lorsque la goutte quitte la paroi, elle est encore en phase d'allongement vertical (figure VI.2), ce qui signifie que la goutte reste moins qu'une période complète au contact de la paroi. Les déformations subies par la goutte sont ici importantes et de ce fait la comparaison à un oscillateur harmonique ne peut être appliquée en toute rigueur. On retient dans la pratique que t_v défini par (6.18) donne une assez bonne estimation du temps de séjour t_{sej} :

$$t_{sej} \approx t_v \quad (6.22)$$

D'après la figure 6, le temps d'étalement t_{\max} est environ 4 fois plus petit que la période propre des oscillations t_v , (ce qui est, en revanche, conforme à la vision d'un oscillateur harmonique). Ainsi, on a :

$$t_{\max} \approx \frac{t_v}{4} \quad (6.23)$$

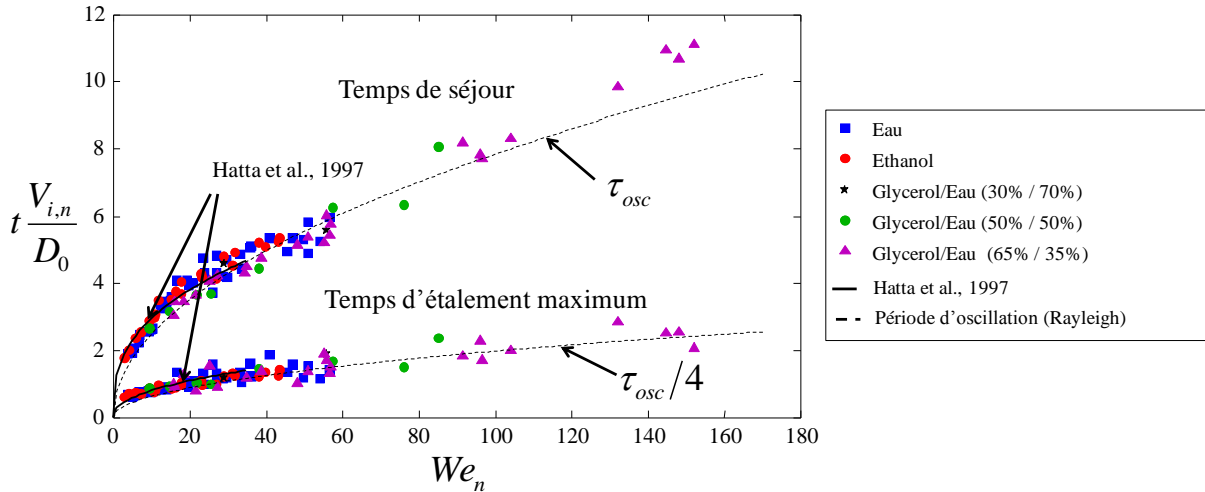


figure VI.7 : Evolution des temps de séjours et d'étalement maximum mesurés expérimentalement en fonction du nombre de Weber pour l'ensemble des produits utilisés, ainsi que les relations de Hatta et al. [26]

Lorsque We_n est inférieur à 30, (6.22) et (6.23) sous-estiment la valeur du temps de séjour et le temps d'étalement. Ceci avait déjà été constaté par Hatta et al. [26] qui ont proposé les expressions suivantes pour $We_n < 30$:

$$t_{sej} \frac{V_{i,n}}{D_0} = 1,25 We_n^{0,37} \quad (6.24)$$

$$t_{\max} \frac{V_{i,n}}{D_0} = 0,27 We_n^{0,46} \quad (6.25)$$

Ces expressions sont en très bon accord avec les mesures de la présente étude (figure VI.7).

b. Etude du régime d'éclatement

L'étude du régime d'éclatement (splashing) s'est limitée à des gouttes d'eau. La plupart des distributions de tailles mesurées présentent un caractère bimodal, particulièrement visible dans l'exemple de la figure VI.8. La présence de deux modes suggère l'existence de deux mécanismes d'atomisation distincts.

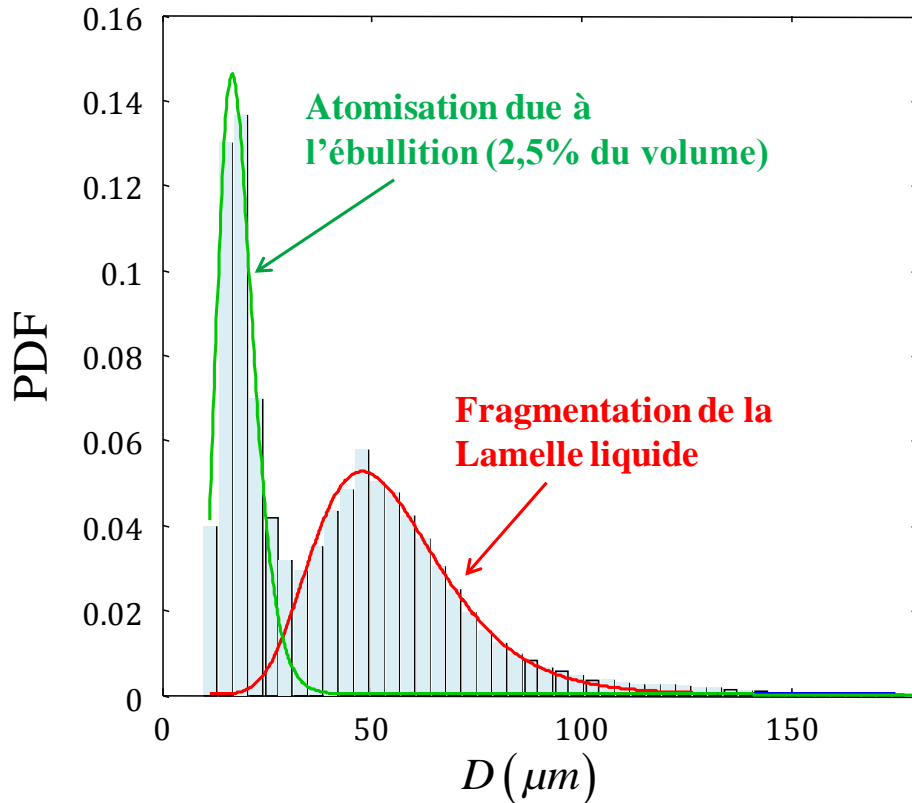


figure VI.8 : PDF de taille de goutte, $D_0 = 161,4 \mu\text{m}$, $We_n = 117,3$, $V_0 = 8,59 \text{ m.s}^{-1}$, $V_{i,n} = 7,23 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 6400 \text{ Hz}$

L'observation d'une séquence d'image permet de préciser la nature de ces mécanismes. La figure VI.9 montre ainsi le déroulement de l'impact d'une goutte sur la paroi chaude. Le temps correspondant aux images est ici adimensionnée par $V_{i,n}$ et D_0 et l'origine ($\tau = 0$) est fixé à l'instant où débute le contact.

Pour $1,6 \leq \tau \leq 3$, de fines gouttelettes sont éjectées du fait de ce qui semble être de l'ébullition dans le liquide. La résolution spatiale et temporelle n'est cependant pas suffisante pour voir des bulles éclater. Les gouttes ainsi formées partent avec une vitesse verticale élevée. Elles constituent le mode 1 de la distribution de la figure 7 (c.f. l'analyse multimodale illustrée à la fin du chapitre V dédié à la technique de mesure). L'ébullition à l'intérieur du liquide est transitoire et elle disparaît à mesure que la lamelle se soulève après $\tau > 3$. L'ébullition nucléée dans le liquide suggère un contact direct (et transitoire) entre la goutte d'eau et la paroi.

L'ébullition transitoire dans le liquide a été récemment rapportée par plusieurs auteurs, notamment Cossali et al. [35] ainsi que Moita et Moreira [34]. Dans ces études, le phénomène a lieu systématiquement lorsque la température de paroi est inférieure à la température de Leidenfrost et il suffit d'augmenter la température de paroi pour qu'il disparaisse.

Dans le cas présent, la température de la paroi au niveau de la zone d'impact est d'environ 650°C d'après les mesures réalisées par thermographie IR. Cette température est donc très supérieure à la température de Leidenfrost statique (voisine de 220°C pour une paroi lisse de

Nickel). La vitesse d'impact des gouttes, mais aussi l'état de surface pourrait jouer un rôle. D'après Cossali et al. [35], une diminution de la rugosité a tendance à promouvoir la formation des bulles (ce qui se traduit par une augmentation du nombre de gouttelettes éjectées).

Bien que nombreuses, les gouttes issues de l'éclatement de bulles (mode 1) représentent moins de 2% du volume liquide. De ce fait, si le diamètre moyen D_{10} est influencé par la présence de ces gouttes, le diamètre moyen de Sauter D_{32} ne l'est pratiquement pas ($D_{10} = 39,1\mu\text{m}$ et $D_{32} = 71,3\mu\text{m}$ pour l'exemple de la figure VI.8).

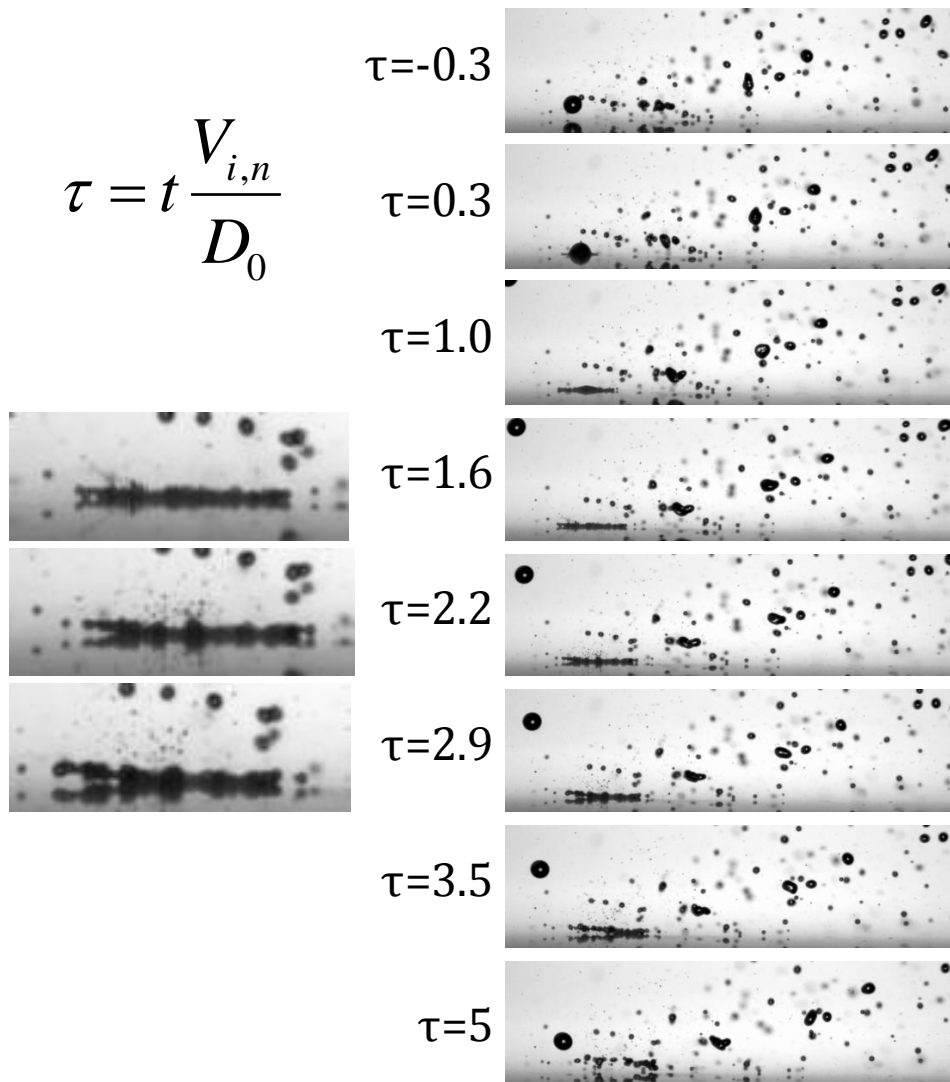


figure VI.9 : Evolution temporelle de la lamelle liquide lors d'un cas de splashing en fonction du temps normalisé τ

Aux alentours de $\tau = 5$, la lamelle en lévitation se fragmente en donnant naissance à des gouttelettes nettement plus grosses, correspondant au mode 2 de la figure VI.8. Le mécanisme de la désintégration est attribué à la rupture de ligaments reliant des structures cellulaires apparues au cours de l'étalement. De telles structures ont été visualisées par Moita et Moreira

[34] en vue de dessous à travers une plaque de verre recouverte d'oxyde d'indium chauffé par effet joule (figure VI.10.b).

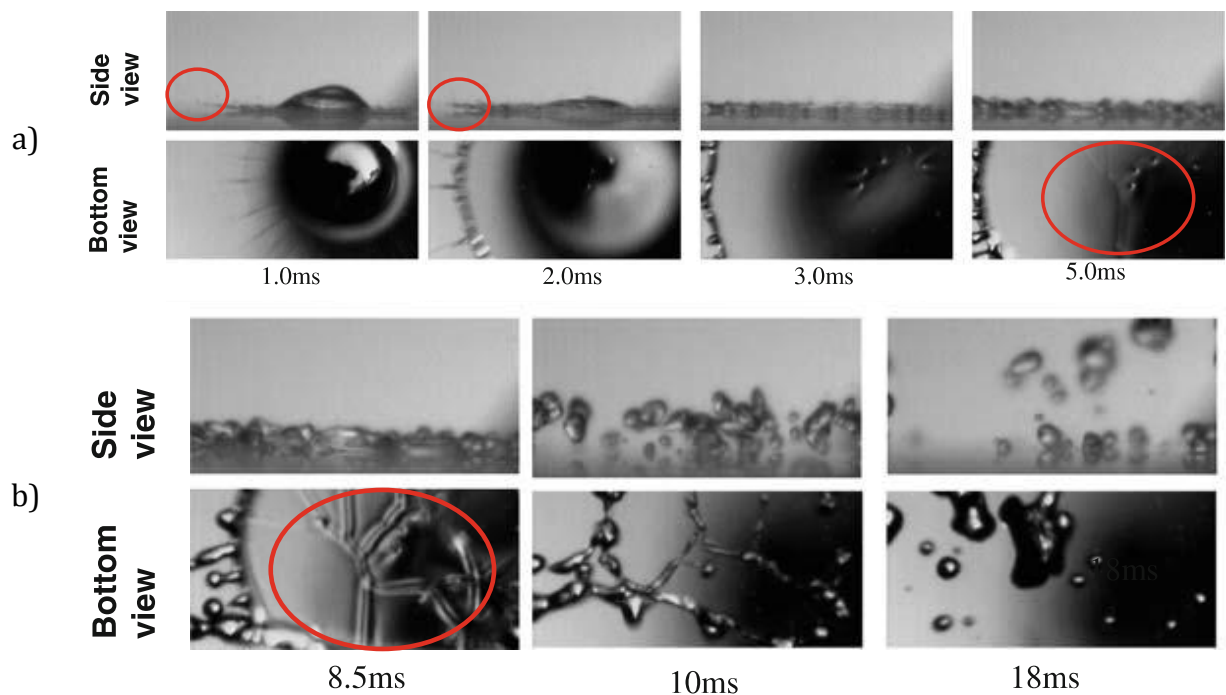


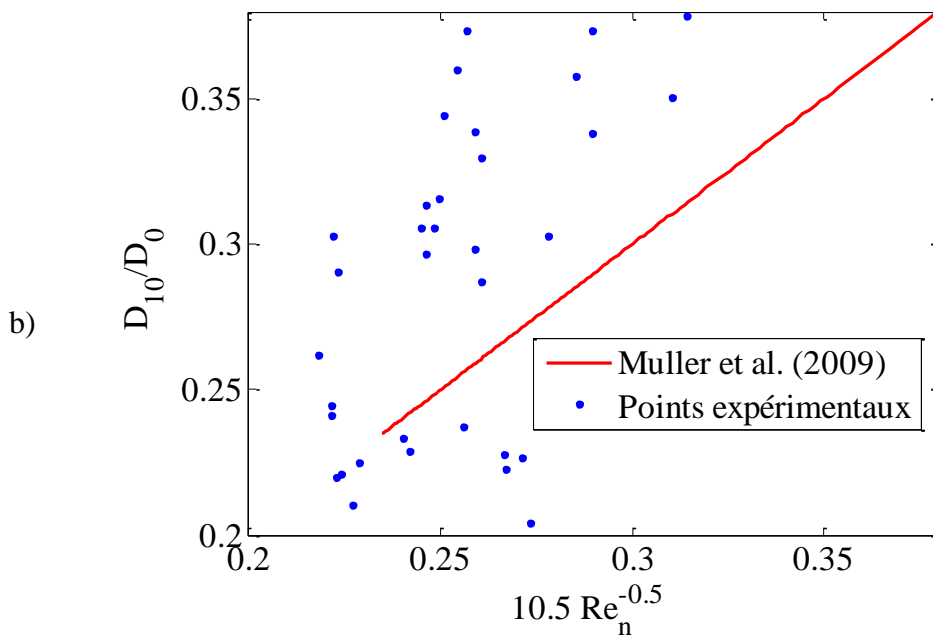
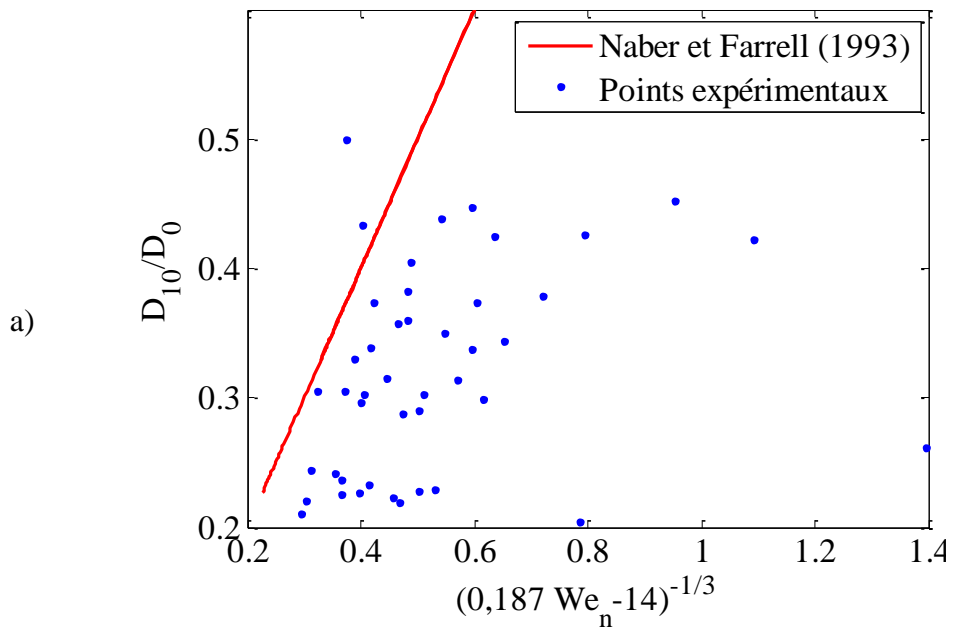
figure VI.10 : Morphologie durant l'impact d'une goutte de HFE7100 ($D_0 = 2 \text{ mm}$, $V_i = 1,3 \text{ m.s}^{-1}$) sur une paroi transparent dans le régime de film bouillonnant ($T_w = 120^\circ\text{C}$). Vue de dessous et de coté, d'après Moita et Moreira [34]

i. Taille moyenne des gouttes secondaires

Il existe très peu de corrélations décrivant l'atomisation dans le régime d'ébullition en film ou d'ébullition transitoire. Tous les modèles s'accordent sur le fait que la taille moyenne des gouttes secondaires est proportionnelle au diamètre de la goutte incidente. En revanche, certaines corrélations font intervenir le nombre de Weber et d'autres le nombre de Reynolds. De fait, il est souvent très difficile d'établir clairement la contribution respective de la tension superficielle et de la viscosité dans l'atomisation secondaire, les études étant limitées à un seul liquide qui est généralement de l'eau. Plusieurs corrélations relatives au diamètre moyen D_{10} sont indiquées dans le tableau VI-4.

Naber et Farrell [42]	Muller et al. [46]	Bai et Gossman [45]
$D_{10} = \frac{D_0}{(0,187 \cdot We_n - 14)^{1/3}}$	$D_{10} = 10,5 D_0 Re_n^{-1/2}$	$D_{10} = \frac{D_0}{(0,167 \cdot We_n - 5)^{1/3}}$
$We_n \leq 120$	$D_0 = 81 \mu m$ $1600 < Re_n < 3000$	$100 \leq We_n \leq 1000$
<i>tableau VI-4 : Corrélations relatives au diamètre moyen D_{10} et leur domaine de validité pour l'ensemble des auteurs</i>		

Les figures 10, 11 et 12 illustrent la faiblesse de ces relations pour décrire les mesures réalisées dans cette étude. On constate une dispersion importante des points de mesure et dans deux cas, une nette surestimation du diamètre prédit. Il faut cependant noter que les domaines de validité de ces expressions ne sont pas toujours adaptés à nos mesures. De plus, les mesures de D_{10} sont influencées par la présence des fines gouttelettes issues de l'éclatement des bulles de vapeur dans le liquide (mode 1). Ces gouttes peuvent fausser la comparaison des mesures du D_{10} avec les corrélations du tableau VI-4. Il a donc été préféré de travailler avec le diamètre moyen de Sauter.



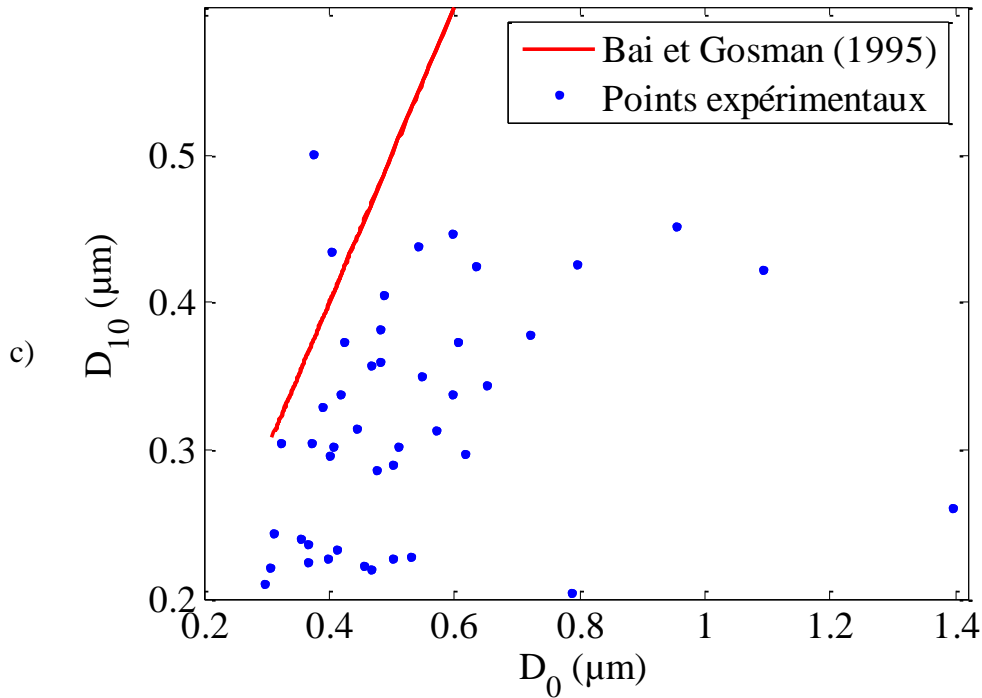


figure VI.11 : Mesures expérimentales et relations portant sur le diamètre moyen des gouttes secondaires suivant les différents auteurs (a) : Naber et Farrell [42], b) Muller et al. [46], c) Bai et Gosman [45])

ii. Influence du nombre de Weber sur le diamètre moyen de Sauter

Akthar et Yule [44] ont étudié l'impact de gouttes d'eau sur une paroi lisse en acier inoxydable. Ils ont proposé une corrélation pour le diamètre moyen de Sauter dans le régime d'ébullition en film :

$$\frac{D_{32}}{D_0} = 0,2 + \left(\frac{60}{We_n} \right)^n \quad \text{avec } 1 \leq n \leq 1,5 \quad (6.26)$$

Malgré qu'elle soit établie pour $We_n > 200$, cette relation a été comparées à nos mesures (figure VI.12). Les tendances sont comparables. Un meilleur accord est obtenu en abaissant légèrement la valeur de C proposée ($C = 0,144$), mais on constate une dispersion importante des données autour de la tendance centrale donnée par l'équation (6.26) avec $n=1.25$. De fait, il convient effectivement de faire varier n entre 1 et 1.5 pour rendre compte de l'ensemble des mesures. Cette dispersion suggère qu'un autre paramètre (en plus ou au lieu) du nombre de Weber est nécessaire pour décrire les mesures du diamètre moyen de Sauter.

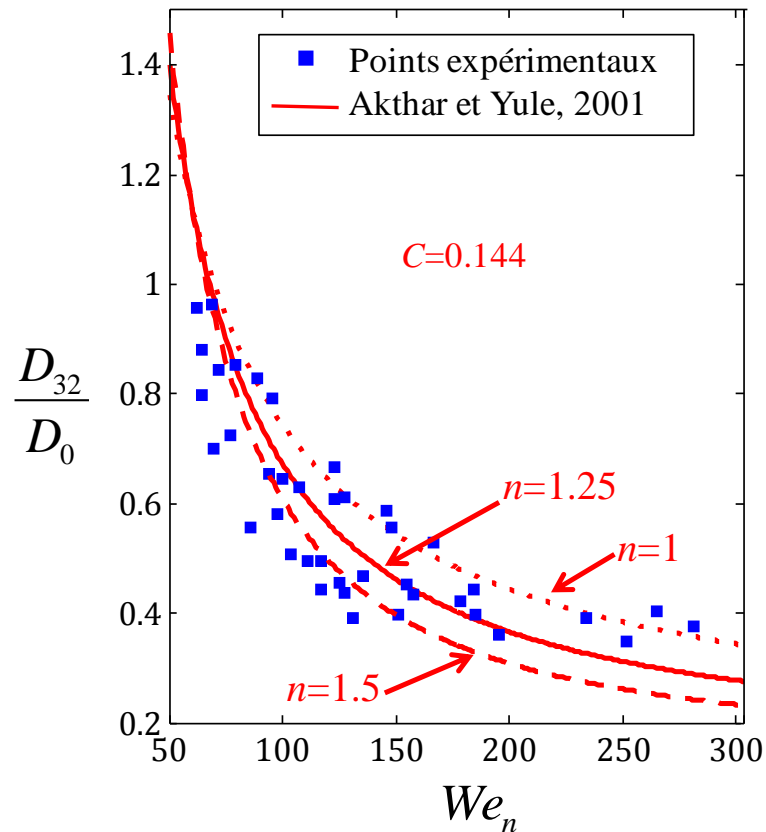


figure VI.12 : Evolution du diamètre moyen de Sauter rapporté au diamètre des gouttes incidentes en fonction du nombre de Weber. Tracés des relations extraites d'Akthar et Yule [44] pour différents paramètres.

iii. Influence du nombre de Reynolds sur le diamètre moyen de Sauter

Le diamètre moyen de Sauter est clairement corrélé au nombre de Reynolds basé sur la vitesse normale incidente (figure VI.13). Comparativement au nombre de Weber, il semble y avoir une plus faible dispersion des données autour de la tendance centrale. Les résultats obtenus complètent ceux de Moita et Moira [34] qui se rapportent à des nombres de Reynolds supérieurs à nos mesures (figure VI.14).

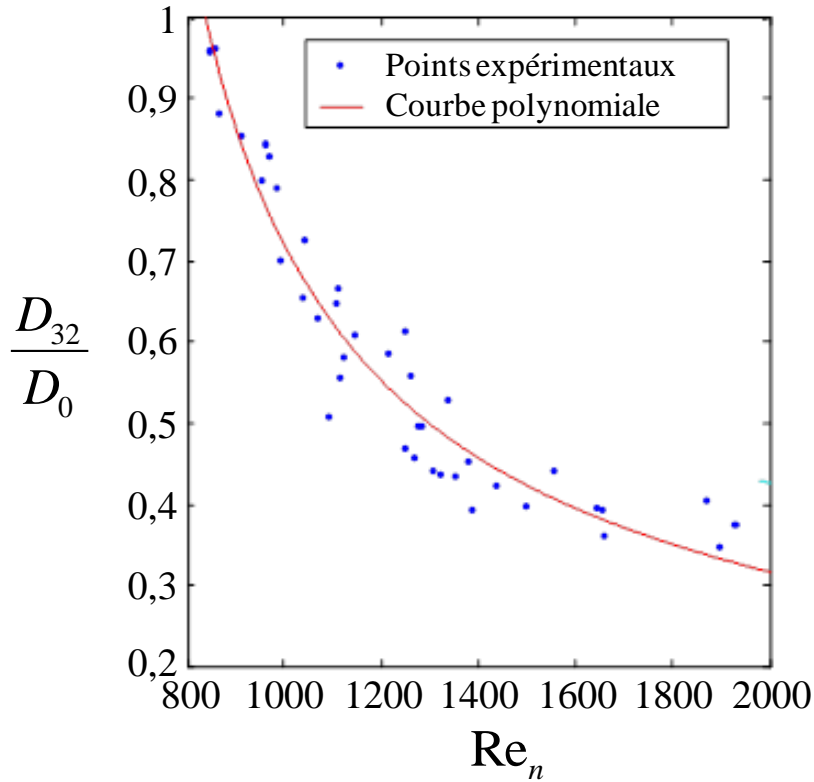


figure VI.13 : Evolution du rapport entre le diamètre moyen de Sauter et le diamètre des gouttes incidentes en fonction du nombre de Reynolds.

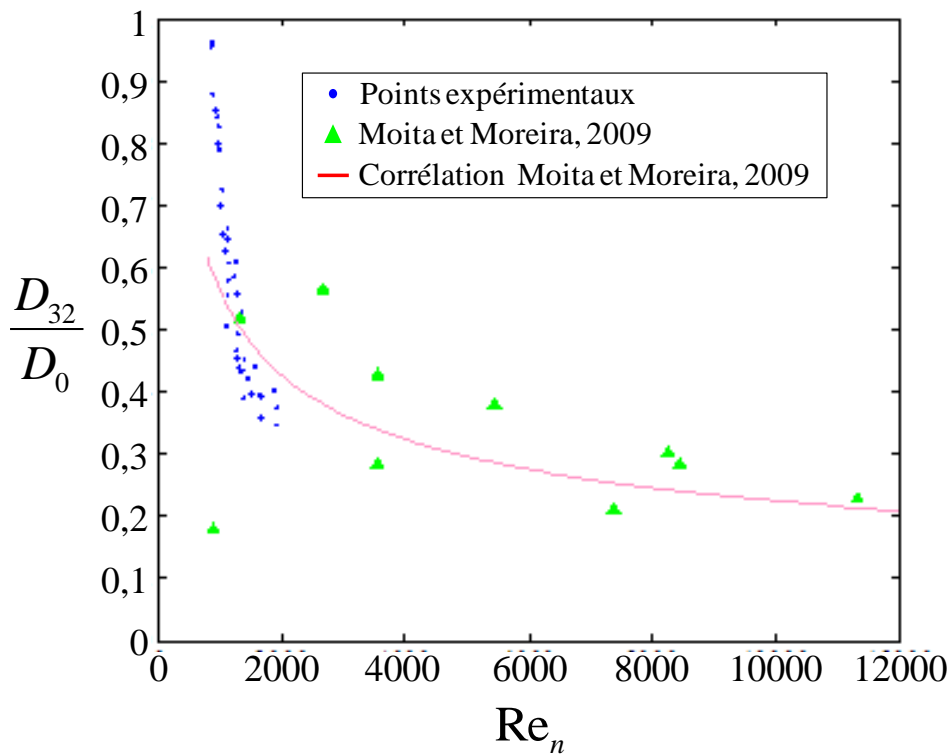


figure VI.14 : Evolution du rapport entre le diamètre moyen de Sauter et le diamètre des gouttes incidentes en fonction du nombre de Reynolds. Corrélation et données expérimentales tirés de [34]

Les images de l'éclatement de gouttes de HFE7100 réalisées par Moita et Moreira [34] mettent en évidence la présence de gouttes éjectées au tout début de l'impact sur le bord de la lamelle avec une forte composante radiale (figure VI.10.a). La création de ces gouttes est d'apparence similaire au « prompt splashing » observé sur paroi froide et sèche. D'après Moita et Moreira [34], la taille de ces gouttes serait corrélée au nombre de Reynolds, l'épaisseur de la lamelle liquide étant liée au nombre de Reynolds (Roisman et al. [94]). Dans notre cas, les images issues de l'ombroscopie ne mettent pas en évidence l'existence de gouttes éjectées de façon comparable à la figure VI.10.a. Il faut cependant noter que nos observations se limitent à une vue de côté. La dépendance du diamètre moyen de Sauter au nombre de Reynolds s'expliquerait donc par un autre mécanisme, faisant éventuellement appel à l'épaisseur de la lamelle.

Moita et Moreira [34] envisage également que la tension superficielle et le nombre de Weber puisse jouer un rôle dans la fragmentation finale de la lamelle (intervenant vers $\tau = 5$ sur la figure VI.9). En s'appuyant sur les travaux de Han et al. [36], ils proposent donc une corrélation combinant à la fois le nombre de Reynolds et de Weber :

$$\frac{D_{32}}{D_0} = 52,77 We_n^{-0,6} Re_n^{-0,23} \quad (6.27)$$

Cette relation permet de décrire assez bien les résultats des expériences (figure VI.15). Toutefois, la dispersion des points de mesures est apparemment plus importante que dans le cas de la figure VI.13. Il est donc loisible de se demander si le nombre de Reynolds n'est pas suffisant pour décrire la taille moyenne de Sauter des gouttes secondaires.

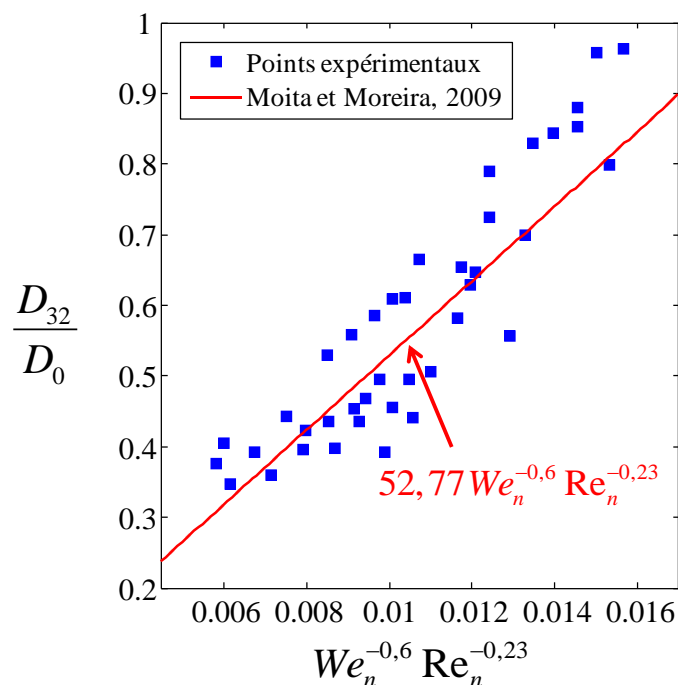


figure VI.15 : Evolution du diamètre moyen de Sauter rapporté au diamètre des gouttes incidentes en fonction d'une combinaison du nombre de Weber et de Reynolds. Tracé de la relation extraite de Moita et Moreira [34]

iv. Vitesse des gouttes secondaires

La vitesse des gouttes secondaire a été étudiée en s'intéressant à la vitesse moyenne volumique définie par :

$$V_{d3} = \frac{\sum_i V_i D_i^3}{\sum_i D_i^3} \quad (6.28)$$

Par ailleurs, un nombre de Weber moyen a été introduit en se basant sur la vitesse moyenne volumique normale et le diamètre moyen de Sauter :

$$We_{r,3} = \frac{\rho_l V_{d3,n}^2 D_{32}}{\sigma_l} \quad (6.29)$$

Ce nombre de Weber n'est pas tout à fait égal au nombre de Weber moyen au sens volumique. Dans la plupart des cas, il lui est inférieur d'une dizaine de pourcents. La figure VI.16 montre l'évolution de $We_{r,3}$ en fonction du nombre de Weber de la goutte incidente We_n . Les résultats sont comparables à ceux de Watchters et Westerling [22] en ce qui concerne le régime de rebond (Watchters et Westerling ont considérés un nombre de Weber normal allant jusqu'à 80), même si les mesures $We_{r,3}$ sont décalées vers des We_n un peu plus élevé. Dans le régime d'éclatement (splashing), le nombre de Weber des gouttes secondaires semble tendre rapidement vers une limite proche de 1. L'existence d'une limite égale à 1 avait été avancée par Park and Watkins [31] sans justification de nature expérimentale.

Des mesures supplémentaires seraient cependant nécessaires pour déterminer l'influence des propriétés du liquide (tension superficielle, viscosité,...) sur le comportement asymptotique du nombre de Weber des gouttes secondaires. En l'état, la figure VI.16 permet d'estimer de manière simple la vitesse normale des gouttes secondaires en connaissant leur diamètre moyen de Sauter :

$$We_{r,3} \approx 1 \Rightarrow V_{d3,n} \approx \sqrt{\frac{\sigma_l}{\rho_l D_{32}}} \quad (6.30)$$

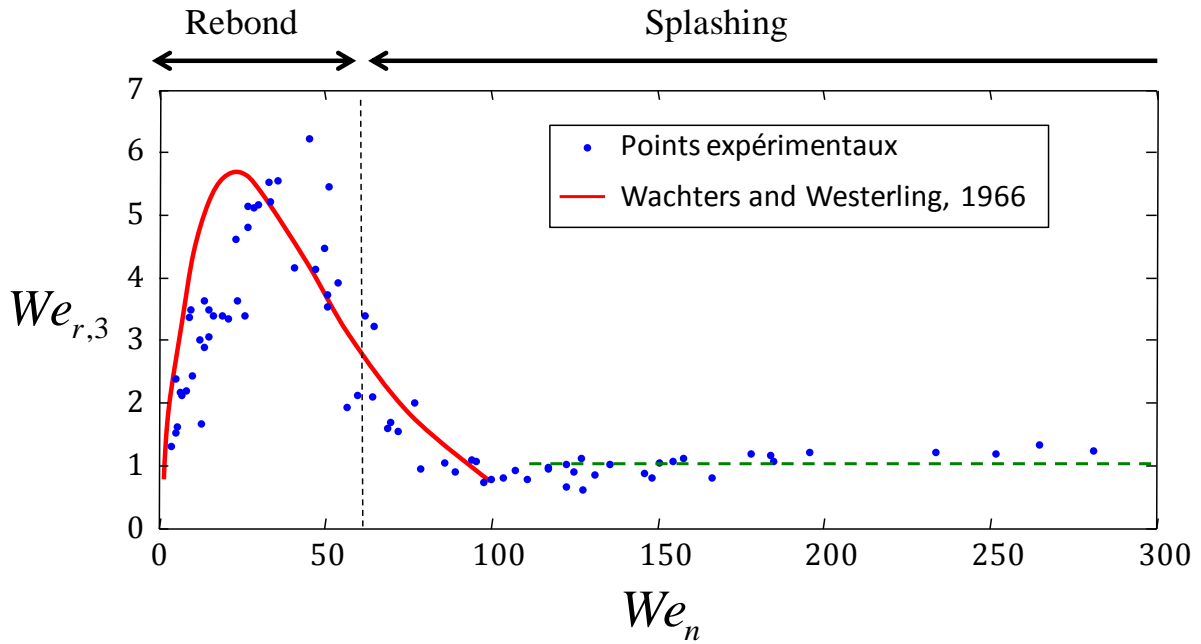


figure VI.16 : Evolution du Weber moyen de sortie « volumique » en fonction du nombre de Weber des gouttes incidentes. Tracé de la relation de Gonzales tiré des données de Wachters et Westerling.

Les coefficients de restitution r_n et r_t ont été calculés sur la base de la vitesse moyenne volumique V_{d3} . Dans la direction normale à la paroi, la perte de quantité de mouvement est très peu sensible à l'énergie cinétique d'impact conformément à l'hypothèse d'un nombre de Weber normale égale à 1 pour les gouttes secondaires (figure VI.17). Dans la direction tangentielle, le coefficient de restitution décroît avec We_n mais moins rapidement que dans le cas du régime de rebond. La corrélation suivante peut être proposée pour estimer le coefficient de restitution tangentielle r_t de gouttelettes d'eau à la fois dans les régimes de rebond et d'éclatement :

$$r_t = 1 - 0,358 \left[1 - \exp(-0,01058 \cdot We_n) \right] \quad (6.31)$$

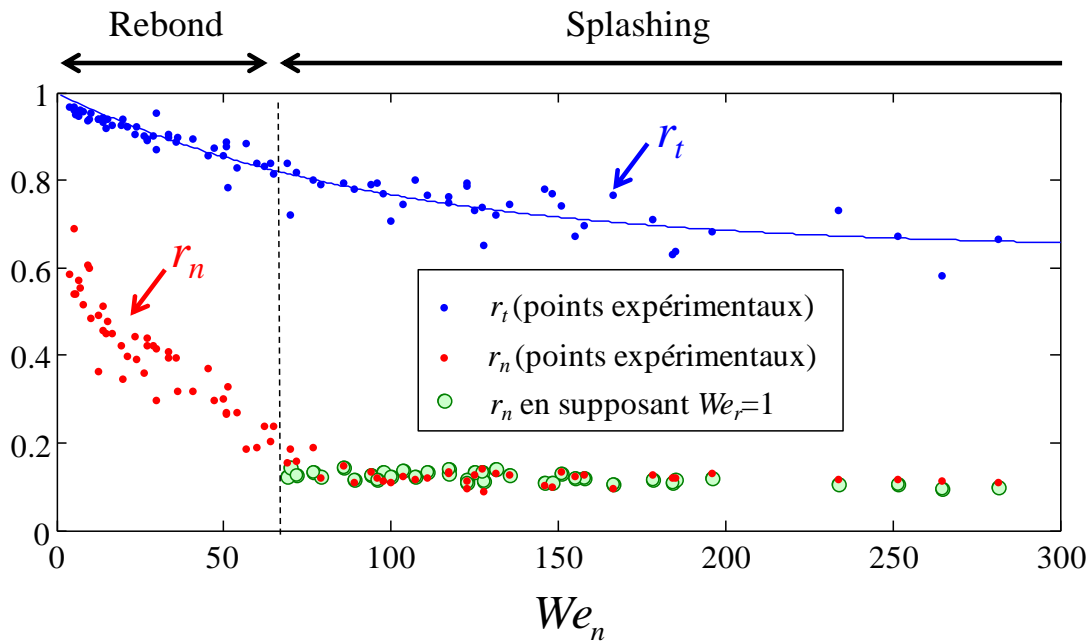


figure VI.17 : Evolution des coefficients de restitution des vitesses normales et tangentielles volumiques en fonction du nombre de Weber normal des gouttes incidentes.

c. Conclusion sur la partie dynamique

L'utilisation de multiples produits a permis de déceler les influences des paramètres du liquide employé. Les relations portant sur le diamètre d'étalement maximal sont peu nombreuses et ne prennent pas en compte la viscosité, alors qu'il a été montré expérimentalement ici que celle-ci joue un rôle très significatif. Ainsi, le rapport A_{\max} / A_0 semble évoluer linéairement avec le nombre de Weber, et dont l'évolution varie suivant le produit utilisé. L'influence des paramètres est difficile à déceler concernant le coefficient de restitution r_n , qui va diminuer fortement avec le Weber puis se stabiliser alors que le coefficient r_t présente des diminutions plus faibles. Cependant, celle-ci pourrait dépendre à la chaleur latente du produit, liée au film de vapeur sous la goutte lors de l'impact, film induisant plus de frottement et ainsi une plus grande perte d'énergie. Enfin, les temps de séjour et d'étalement maximaux semblent directement reliés à la période d'oscillation introduite par Rayleigh, même si t_{\max} s'approche du quart du temps de séjour et non de la moitié comme l'on pourrait penser initialement.

De manière générale, la formation de gouttes secondaire lors du régime de splashing se réalise suivant deux principaux mécanismes que l'on retrouve fréquemment dans le caractère bimodal des PDF de taille. Ces deux phénomènes sont l'ébullition dans le film liquide lors de l'étalement, puis l'éclatement de la lamelle liquide lorsque celle-ci quitte la paroi. Concernant la distribution de taille des gouttes, il existe diverses relations exprimant le diamètre moyen des gouttes secondaires, généralement en fonction du nombre de Weber incident. Cependant, l'état de surface favorise plus ou moins les phénomènes de fragmentation, et il est alors plus fiable de travailler avec le diamètre moyen de Sauter. Des relations exprimant ce dernier en

fonction de combinaison des nombres de Weber et Reynolds sont en bon accord avec les mesures effectuées dans cette étude, ce qui renforce les travaux déjà réalisés.

2. Mesure de température des gouttes par fluorescence induite par laser

a. Influence du nombre de Weber

Une étude paramétrique comparable à celle effectuée par Castanet et al. [95] a été réalisée. Les premiers résultats de Castanet et al. [95], obtenus sur un train de gouttelettes monodisperse d'eau, donnent l'évolution de l'échauffement d'une goutte durant l'impact en fonction de l'angle d'incidence α_i du train de goutte (figure VI.1), à une vitesse d'injection fixée, ce qui permet de faire varier nombre de Weber normal incident. Ces résultats sont illustrés sur la figure VI.18 et donnent une tendance remarquable : l'échauffement des gouttes croît linéairement jusqu'à des angles d'impact de l'ordre de 50° , puis atteint un plateau à une température d'environ 40°C .

L'angle d'incidence pour lequel le plateau apparaît coïncide avec la transition du régime de rebond vers celui de splashing, ce qui tend montrer la forte influence du régime d'impact sur les transferts thermiques en termes de chaleur sensible. Dans le cas du rebond, à mesure que l'énergie cinétique incidente augmente, le diamètre d'étalement croît. L'échauffement des gouttes semble suivre cette tendance puis atteint une valeur critique correspondant au régime d'éclatement, où la chaleur sensible prélevée par les gouttes à la paroi devient maximale.

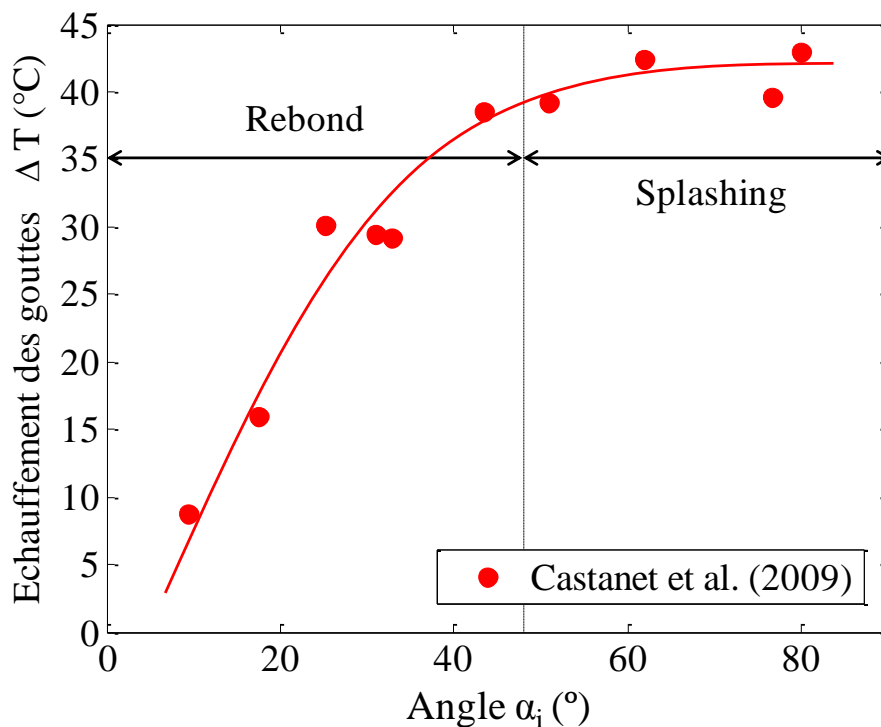


figure VI.18 : Evolution de l'échauffement des gouttes en fonction de l'angle d'incidence d'un train de gouttes d'eau monodisperse. $D_0 = 106\mu\text{m}$, $V_i = 9.1\text{m.s}^{-1}$, $T_w = 400^\circ\text{C}$, $f_{inj} = 10000\text{Hz}$. Résultats de [95].

Des mesures expérimentales similaires ont été effectuées avec le dispositif expérimental décrit en II.5. Une première série de 9 mesures a été réalisée : durant cette série de mesure, la quasi-totalité des paramètres sont fixés, à l'exception de l'angle d'incidence du train de gouttes qui est modifié, ce qui induit une modification du nombre de Weber normal incident. Le champ de température est mesuré sur une zone d'environ 3 mm x 3 mm au voisinage du point d'impact sur la paroi chauffée. Trois champs de température sont illustrés sur les figure VI.19, figure VI.20 et figure VI.21, en parallèle d'une image obtenue par ombroscopie rapide. Ces trois exemples correspondent aux trois régimes principaux rencontrés dans le cas d'impact d'une goutte sur une paroi chaude. Pour chaque point de mesures, 5 champs d'intensité de fluorescence sont enregistrés. De ces champs de températures, les échauffements des gouttes en sont extraits. La résolution spatiale utilisée est diminuée par rapport à la résolution initiale des caméras. On applique un binning sur les images de 4x4, ce qui amène à une résolution de 250x250, avec une taille de pixel de 8 μ m. Ceci nous permet de collecter plus de signal de fluorescence et ainsi de diminuer le temps d'acquisition, cependant cela s'effectue au détriment de la résolution spatiale.

Ceux-ci sont calculés à partir du champ de température moyen, obtenu pour le jet de gouttes incident et le jet de goutte réfléchi. De manière générale, la température est moyennée dans des zone suffisamment éloignée de l'impact afin d'éviter les régions où les gouttes sont très fortement déformées (voir figure VI.19, figure VI.20 et figure VI.21). Les échauffements calculés sur les 5 champs d'intensité sont ensuite moyennés. Lors de l'acquisition des champs d'intensité de fluorescence, les caméras collectent également l'intensité de fluorescence provenant du reflet des jets dans la plaque qui est polie au préalable, reflets qui sont effectivement visibles sur les images acquises mais ne seront en aucun cas exploités.

Les résultats obtenus indiquent une tendance similaire à ceux obtenus par Castanet et al. [95], cependant la valeur de l'échauffement obtenu pour le plateau est sensiblement différente, celui-ci étant de 25°C (figure VI.22). Cependant, les conditions aérothermiques à l'injection sont assez différentes dans cette étude.

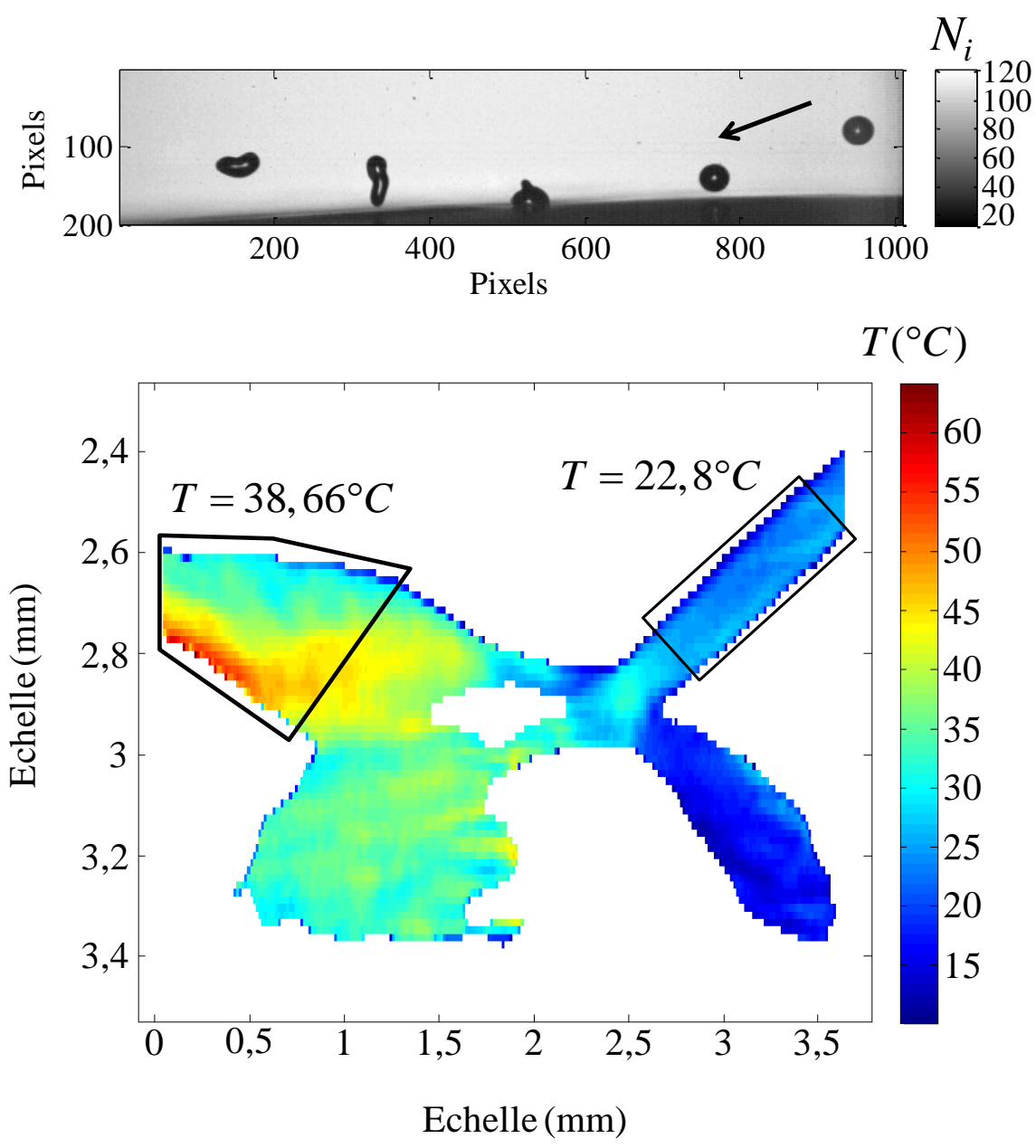


figure VI.19 : Image prise par ombroscopie rapide et champ de température associé. Cas du régime de rebond ($D_0 = 137\mu\text{m}$, $V_{i,n} = 2,9\text{m.s}^{-1}$, $T_w = 550^{\circ}\text{C}$, $f_{inj} = 12500\text{Hz}$)

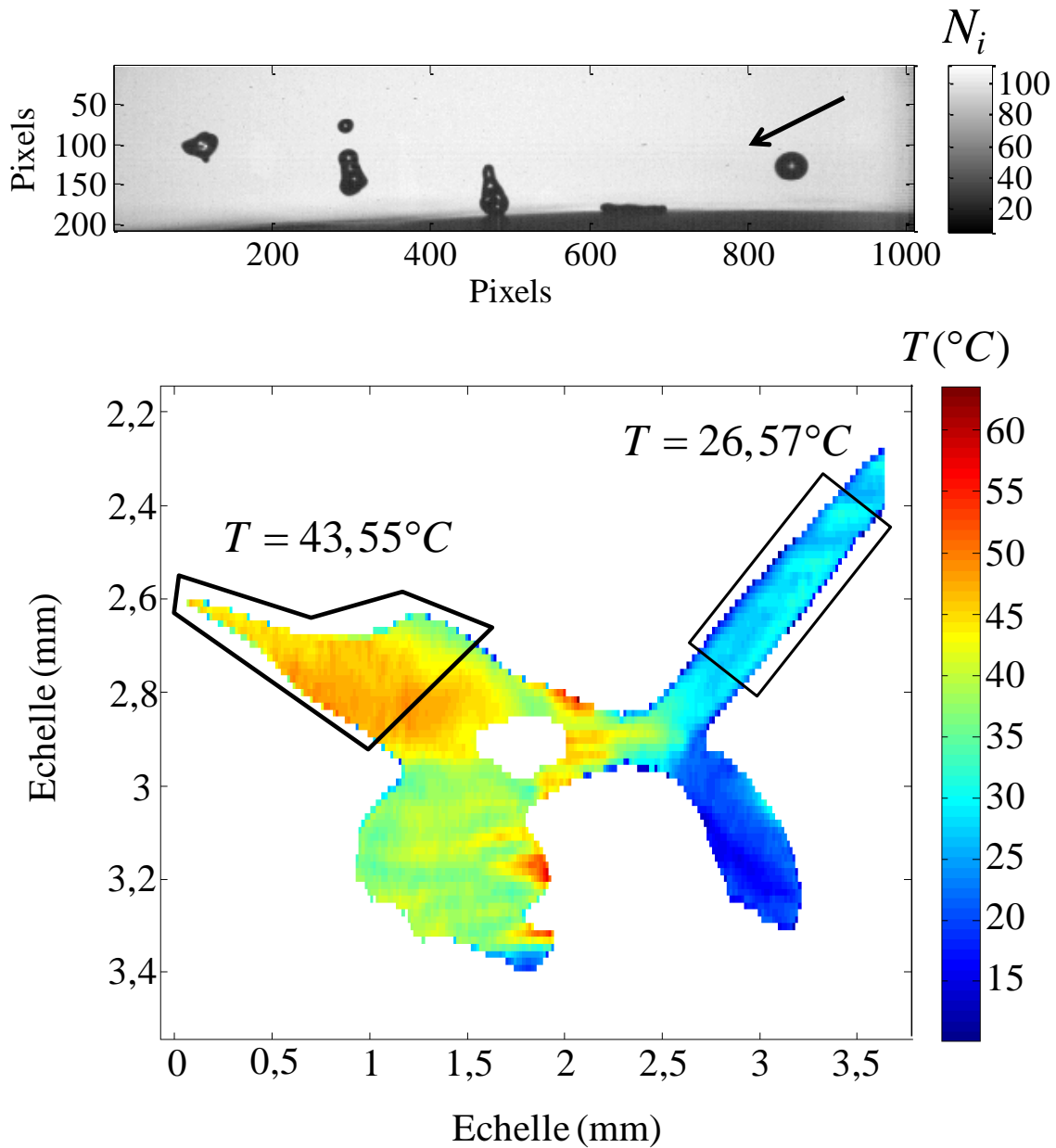


figure VI.20 : Image prise par ombroscopie rapide et champ de température associé.
 Cas du régime de rebond avec formation d'un satellite. ($D_0 = 137\mu\text{m}$, $V_{i,n} = 4,2\text{m.s}^{-1}$,
 $T_w = 550^{\circ}\text{C}$, $f_{inj} = 12500\text{Hz}$)

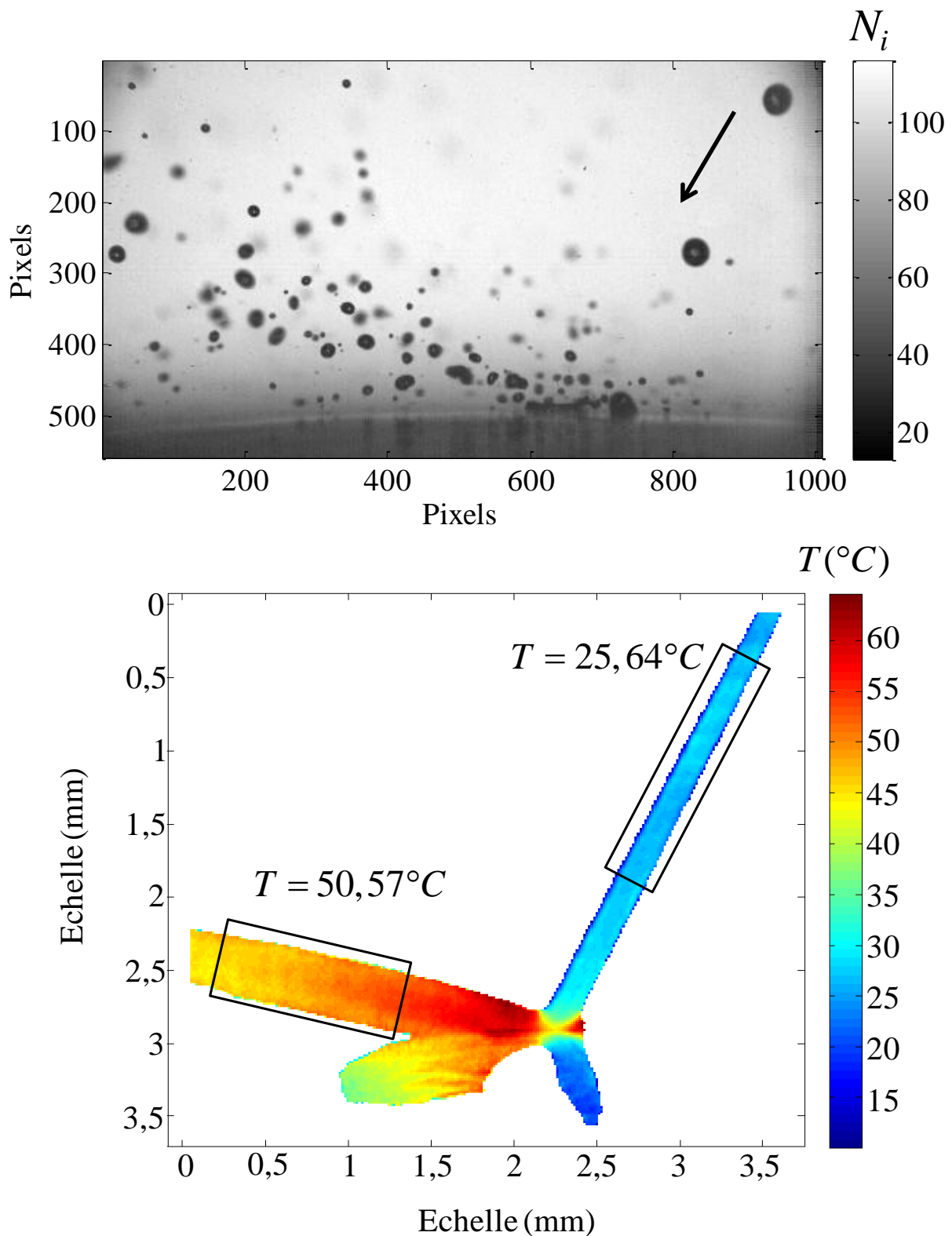


figure VI.21 : Image prise par ombroscopie rapide et champ de température associé. Cas du régime de splashing. ($D_0 = 137\mu m$, $V_{i,n} = 8,8 m.s^{-1}$, $T_w = 550^{\circ}C$, $f_{inj} = 12500 Hz$)

L'échauffement des gouttes mesuré croit avec le nombre de Weber jusqu'à atteindre une valeur critique lors de l'apparition du régime de splashing (figure VI.22). Pour le régime de splashing, le champ de température est uniquement mesuré dans la zone où les gouttes

secondaires sont les plus nombreuses. Une partie des gouttes sortent du plan laser et n'émettent alors plus de signal de fluorescence, ce qui empêche la mesure de température sur la totalité des gouttes secondaires. Dans les cas des régimes de rebond et de rebond avec formation d'un satellite, il apparaît des zones vierges où la température n'est pas calculée. Ces zones vides sont dues à une très forte surintensité du signal de fluorescence, due à des phénomènes de focalisation de l'intensité excitatrice amplifiant fortement le signal de fluorescence, lorsque les gouttes sont fortement déformées. Ceux-ci entraînent alors une saturation des caméras emCCD au voisinage de ces zones. La diminution du temps d'acquisition afin de d'obtenir des niveaux d'intensités plus faibles permettant la mesure de la température de ces zones entraîne en contrepartie une diminution plus importante de l'intensité dans les zones primordiales pour la mesure de l'échauffement des gouttes. Dans la pratique, les zones où l'intensité de fluorescence était très proche ou égale au niveau de quantification maximum des caméras (16384 niveaux de gris) sont neutralisées. Ainsi, sur l'image brute du champ d'intensité de fluorescence, tous les pixels dont le niveau d'intensité est supérieur à 15883 sont exclus du traitement. .

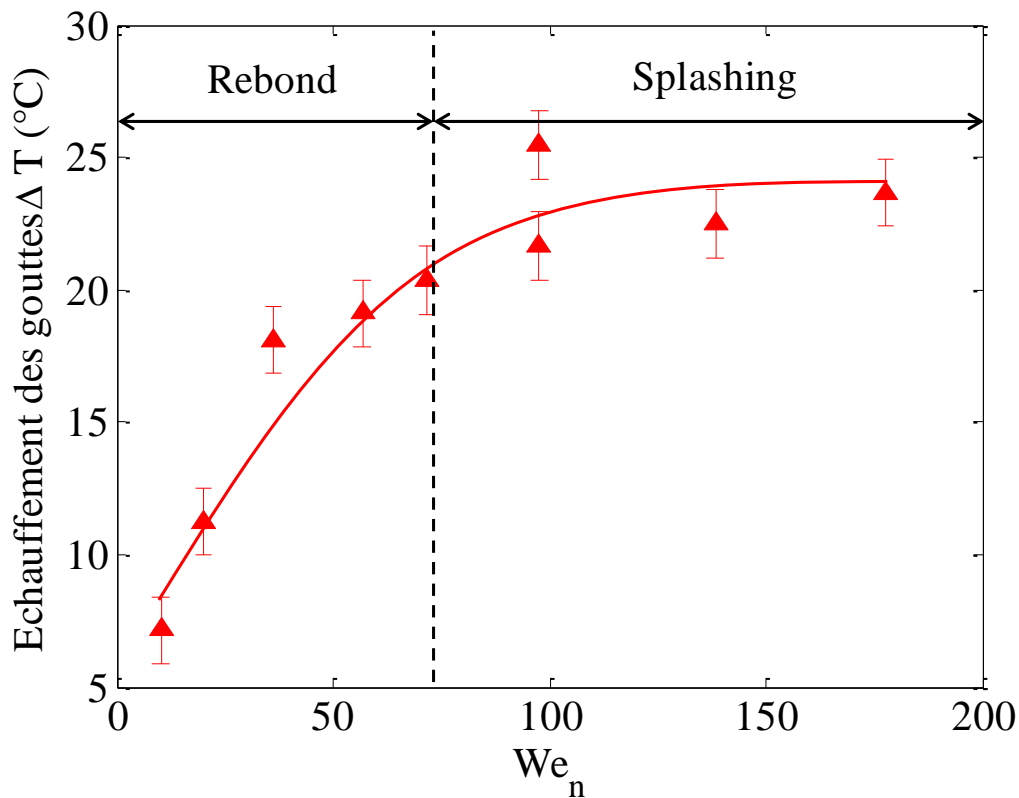


figure VI.22 : Evolution de l'échauffement des gouttes en fonction du nombre de Weber normal incident. $D_0 = 137\mu\text{m}$, $V_i = 10\text{m.s}^{-1}$, $T_w = 550^\circ\text{C}$, $f_{inj} = 12500\text{Hz}$.

D'autres séries de mesure ont complétés les résultats détaillés précédemment afin d'étudier l'influence du diamètre des gouttes. Ainsi, des expériences avec des gouttes de diamètre de 80 μm , 90 μm , 134 μm , 180 μm et 240 μm ont été réalisées, l'ensemble des résultats étant reportés sur la figure VI.23 décrivant l'échauffement des gouttes en fonction du nombre de Weber incident. Les séries de mesures correspondant aux diamètres 134 μm et 137 μm sont

regroupés sous une seule même série de mesure correspondant à la moyenne des deux séries. L'ensemble des mesures semble suivre une tendance identique, le diamètre ayant une influence difficile à apprécier sur l'échauffement des gouttes. Sur la figure VI.23, les incertitudes liées aux mesures n'ont pas été portées par souci de clarté. Celles-ci restent tout à fait similaires à celle affichées sur la figure VI.22.

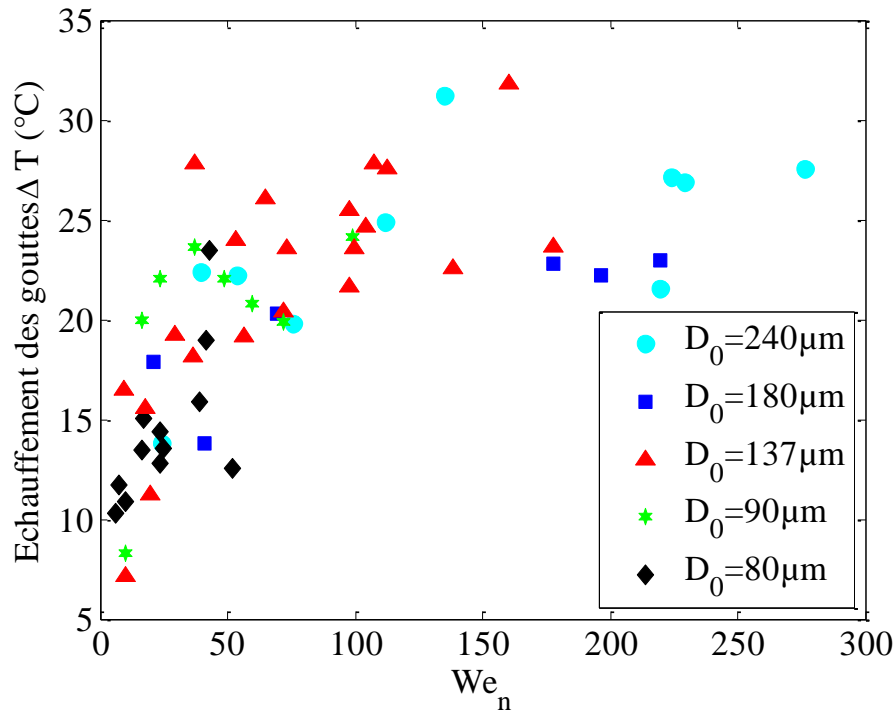


figure VI.23 : Evolution de l'échauffement des gouttes en fonction du nombre de Weber normal incident, pour différents diamètres de gouttes. $T_w = 550^\circ\text{C}$, $9500\text{Hz} \leq f_{inj} \leq 12500\text{Hz}$

Cependant, les incertitudes n'expliquent pas la dispersion présente sur certaines séries de mesures. La stabilité des conditions expérimentales n'est pas parfaite, en particulier pour le régime de rebond, où l'état de surface de la paroi est altéré progressivement du fait de l'impact répété des gouttes durant les mesures. Sur l'ensemble des résultats de ces 5 séries de mesures, on peut noter que la valeur critique de l'échauffement atteint au niveau du plateau correspondant à l'apparition du régime de splashing est comprise entre 25°C et 30°C environ.

b. Influence de la température de paroi

Le second paramètre dont l'influence a été étudiée est la température de la paroi. Des expériences ont été effectuées avec des températures de paroi variant de 430°C à 680°C et ce, pour trois nombres de Weber obtenus par variation de l'angle d'incidence du jet de gouttes. Ceux-ci correspondent aux trois régimes d'impacts rencontrés majoritairement dans le cas de l'impact de gouttes sur une paroi, en régime de Leidenfrost. Ainsi, le nombre de Weber le plus faible correspond au régime de rebond, le second au régime de rebond avec formation d'un satellite et le nombre de Weber le plus élevé au cas de l'éclatement. En accord avec les résultats précédents, l'influence du nombre de Weber déjà mise en évidence est retrouvée :

l'échauffement croit avec l'augmentation de celui-ci, avec une valeur de plateau sensiblement plus élevée que celle obtenue précédemment, de l'ordre de 35°C.

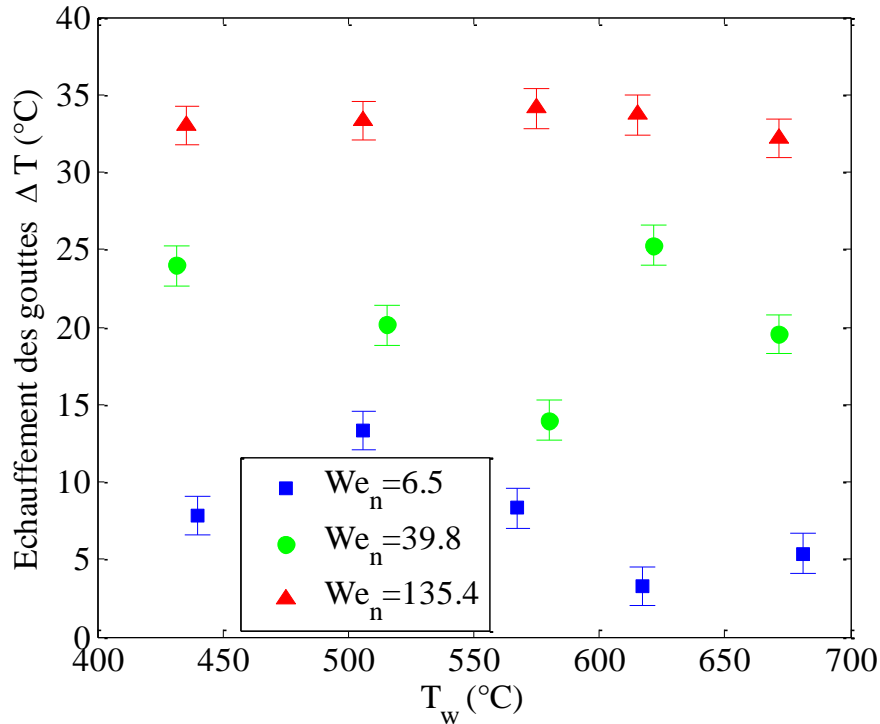


figure VI.24 : Evolution de l'échauffement des gouttes en fonction de la température de paroi pour différents nombres de Weber normaux incidents. $D_0 = 139\mu m$, $f_{inj} = 12500 Hz$

En contrepartie, la température de paroi ne semble avoir aucune influence sur l'échauffement. Cela a déjà été observé par Castanet et al. [95]. Cette indépendance peut s'expliquer par le régime de Leidenfrost : dans ce régime, quelque soit la température, il n'y a aucun contact direct entre la goutte et la paroi chaude. Le transfert thermique est indirect et s'opère par l'intermédiaire du film de vapeur. En effet, l'échange convectif entre le film de vapeur et la goutte est très certainement accru lorsque la température de paroi augmente. Cependant, ce phénomène est très probablement compensé par d'autres phénomènes tels que l'augmentation de l'épaisseur du film de vapeur. Cette hypothèse n'est pas directement vérifiable, mais néanmoins est corroborée par l'augmentation l'énergie extraite à la paroi (figure VI.25) avec la température à la paroi.

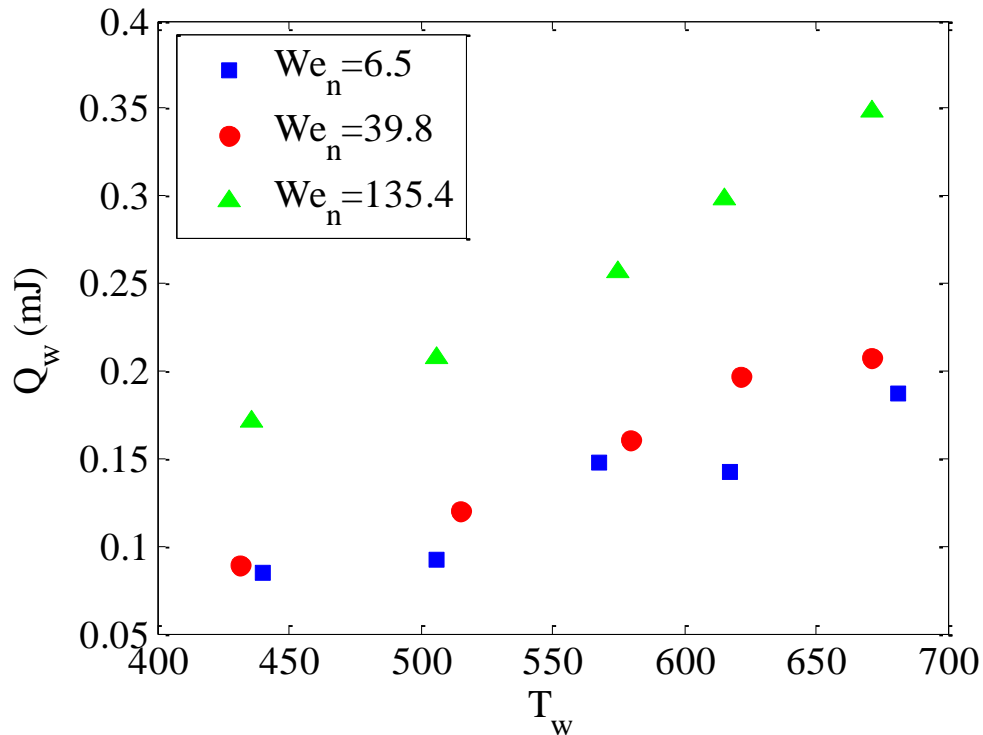


figure VI.25 : Evolution de l'énergie prélevée à la paroi par goutte en fonction de la température de paroi et du nombre de Weber. $D_0 = 139\mu\text{m}$, $f_{inj} = 12500\text{ Hz}$

c. Influence de la température d'injection des gouttes

Le dernier paramètre dont l'influence sur l'échauffement des gouttes a été étudié est la température d'injection. Pour cela, la température de l'eau circulant dans le circuit de régulation en température de l'injecteur est contrôlée. Celle-ci varie entre 10°C et 50°C. Cependant, cette plage de variation de température du circuit de régulation correspond à une plage de variation de la température à l'injection nettement plus faible du fait des pertes thermiques. Ainsi, la température d'injection mesurée par le thermocouple ne varie que dans une plage comprise entre 17°C et 30°C. Dans cette plage d'évolution réduite, la température des gouttes à l'injection semble ne pas influencer l'échauffement des gouttes comme le montre la figure VI.26, sur laquelle on retrouve des tendances identiques à celles observées sur les figure VI.18, figure VI.22 et figure VI.23.

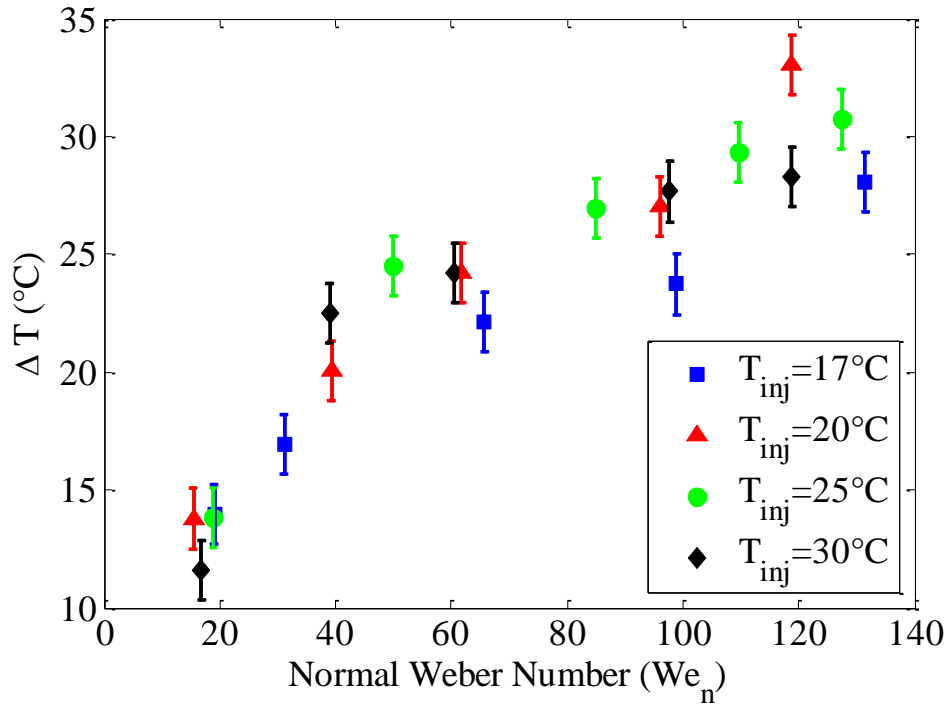


figure VI.26 : Evolution de l'échauffement des gouttes en fonction du nombre de Weber normal incident pour différentes températures d'injection des gouttes, $T_w = 550^\circ C$ $D_0 = 139\mu m$

d. Conclusions sur les mesures de température des gouttes

L'échauffement des gouttes durant leur impact sur la paroi chaude dépend principalement d'un paramètre selon les expériences réalisées, le nombre de Weber normal des gouttes incidentes. Il est plus difficile de cerner une réelle dépendance au diamètre des gouttes, étant donnée la dispersion relative des mesures. L'échauffement croît avec le nombre de Weber pour des valeurs de celui-ci inférieures à 70 environ, valeur critique séparant les régimes de rebond et de splashing. Lorsque le régime de splashing est franchi, l'échauffement atteint un plateau et la température des gouttes après impact reste à peu près constante. La température de paroi, ou encore de la température d'injection des gouttes semblent n'avoir aucune influence sur l'échauffement des gouttes dans la gamme de paramètres envisagés.

3. Efficacité de refroidissement

L'efficacité de refroidissement introduite dans la section I.3.i est fréquemment employée afin de caractériser les transferts thermiques entre une goutte et la paroi chauffée (Bernardin et Mudawar [47]). Son expression est la suivante :

$$\varepsilon = \frac{Q_w}{m \left[L_v + C_{p_l} (T_{eb} - T_{inj}) + C_{p_g} (T_{film} - T_{eb}) \right]} \quad (6.32)$$

avec $T_{film} = \frac{T_w + T_{eb}}{2}$. Dans la littérature, la chaleur sensible prélevée par la vapeur n'est en règle générale pas pris en compte, seule la partie relative à l'évaporation et à la chaleur sensible du liquide sont pris en considération. L'efficacité de refroidissement est alors définie suivant :

$$\varepsilon = \frac{Q_w}{m \left[L_v + C_{p_l} (T_{eb} - T_{inj}) \right]} \quad (6.33)$$

Afin de déterminer l'efficacité de refroidissement, il est nécessaire de déterminer expérimentalement Q_w . Pour cela, la méthode présentée au chapitre III est utilisée. Cette méthode est basée sur la mesure par thermographie infrarouge de la température sur la face arrière de l'échantillon de nickel, qui est enregistrée lors d'une phase de relaxation, c'est-à-dire lorsque le chauffage par induction est coupé après avoir chauffée la cible en nickel au préalable à sa température nominale. Cette température est enregistrée en deux séquences : une première lorsque l'échantillon est refroidi par le train de gouttes, et une seconde en l'absence des gouttes, ceci afin de prendre en compte les diverses sources de pertes thermiques. La procédure d'inversion thermique présentée en I.2 est ensuite appliquée, afin de déterminer le flux Φ_w extrait à la paroi en face avant par le train de goutte. La division de ce flux par la fréquence d'injection permet alors d'accéder à l'énergie prélevée à la paroi par une goutte Q_w . Cette division peut s'effectuer car le temps entre chaque impact, donné par l'inverse de la fréquence d'injection des gouttes est 100 fois plus faible que le temps de réponse thermique de la paroi, donné par $\frac{e^2}{a}$ (chapitre II.1), ce qui implique que chaque goutte impacte sur la paroi dans les mêmes conditions thermiques, ce qui n'exclut pas d'éventuelles interactions hydrodynamiques.

a. Influence du nombre de Weber et du diamètre des gouttes

Grâce à la détermination de l'énergie Q_w , il est possible de calculer à partir des mesures expérimentales l'efficacité de refroidissement définie selon l'équation(6.33). Ces mesures sont présentées en figure VI.27. Les cas tests déjà utilisés pour les mesures de température par 2cLIF ont également fait l'objet d'une mesure de l'énergie extraite à la paroi selon la méthodologie décrite précédemment. L'évolution de l'efficacité de refroidissement est présentée sur la figure VI.28 en fonction du nombre de Weber normal incident, pour différents diamètres de goutte. L'efficacité de refroidissement croît avec le nombre de Weber et décroît lorsque le diamètre initial des gouttes augmente.

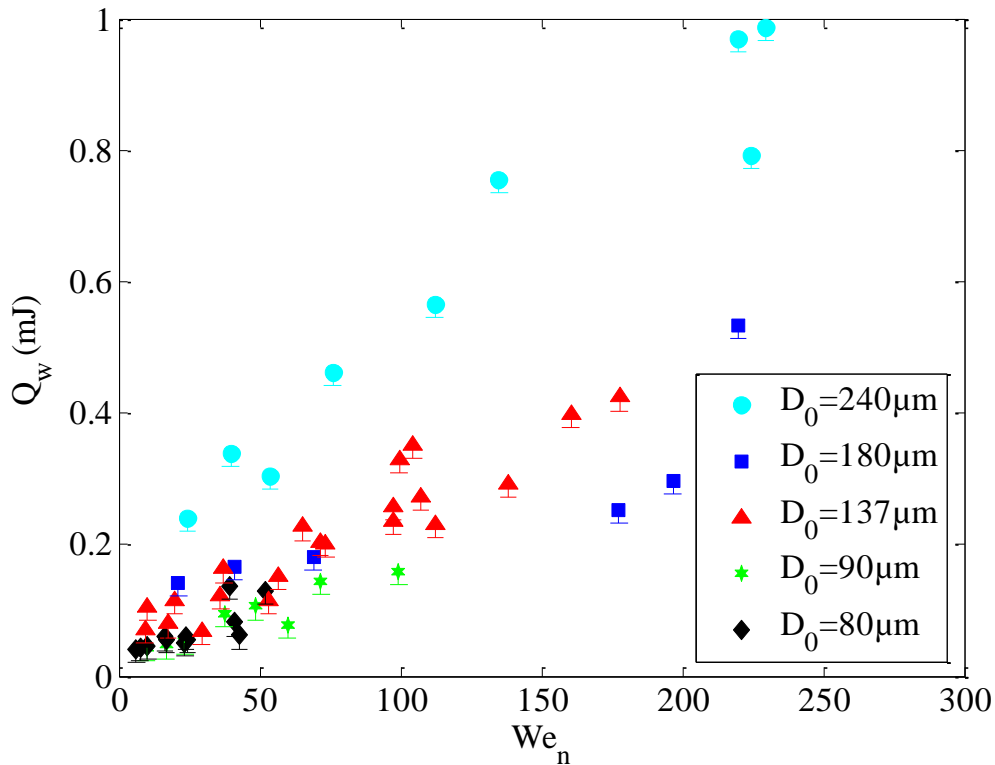


figure VI.27 : Evolution de la chaleur prélevée à la paroi par goutte, en fonction du nombre de Weber, pour différents diamètres de gouttes.

En effet, une augmentation du nombre de Weber entraîne une augmentation du diamètre d'étalement, et ainsi de la surface sur-laquelle s'opèrent les transferts thermiques. Par ailleurs, le transfert thermique est d'autant plus efficace que le diamètre des gouttes incidentes est petit. Ceci peut s'expliquer par une augmentation du rapport surface/volume lorsque la taille des gouttes décroît, ce qui accroît leur capacité à extraire de la chaleur : ainsi elles peuvent s'échauffer plus rapidement du fait du volume de liquide réduit et ainsi augmenter leur capacité à s'évaporer du fait d'une pression de vapeur à l'équilibre plus élevée. L'ordre de grandeur des efficacités thermiques mesurées restent cependant relativement faible. Dans le cas des grosses gouttes (diamètre de l'ordre de $240 \mu\text{m}$), cette efficacité atteint quelques pourcents. En revanche, celle-ci peut atteindre près de 25% dans le cas des plus petites gouttes ayant un diamètre de l'ordre de $80 \mu\text{m}$.

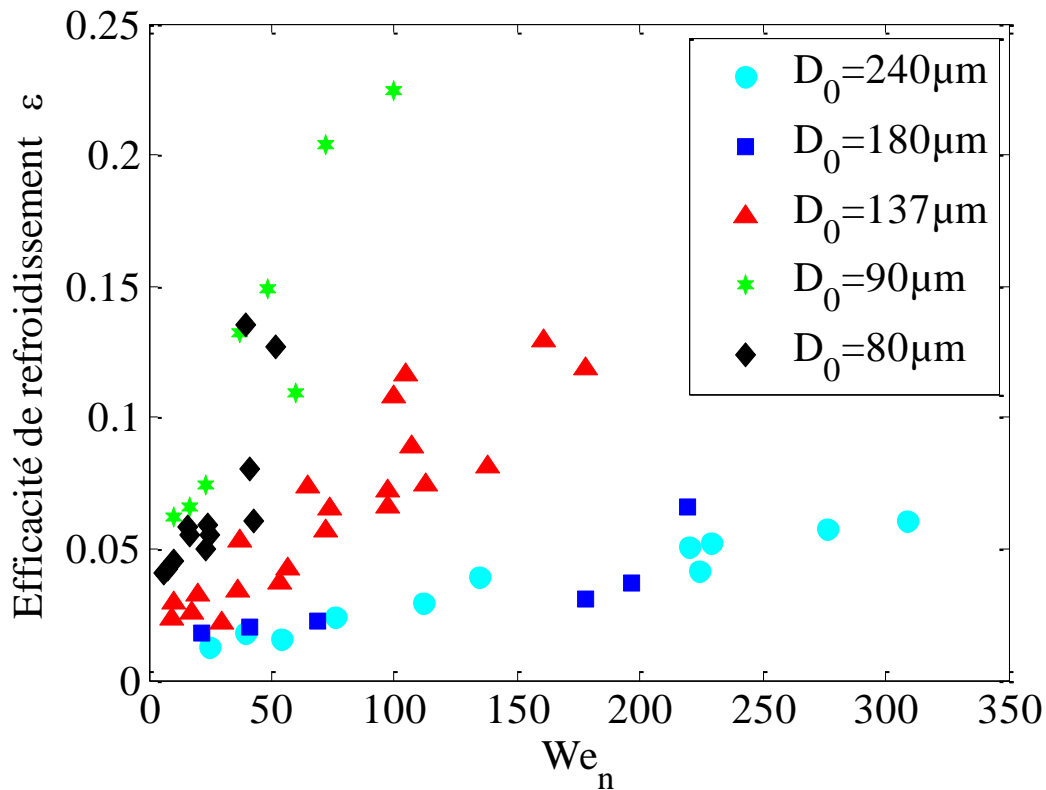


figure VI.28 : Evolution de l'efficacité de refroidissement en fonction du nombre de Weber normal, pour différents diamètres de gouttes. $T_w = 550^\circ C$, $9500Hz < f_{inj} < 12500Hz$

Les résultats obtenus dans cette étude ont été comparés ceux disponibles dans la littérature (chapitre I.3) notamment en ce qui concerne l'efficacité de refroidissement dans le cas d'une goutte individuelle (tableau I.1.2). Cependant, cette comparaison est à considérer avec une certaine prudence, les différentes relations disponibles dans la littérature étant pour la plupart obtenues dans des conditions expérimentales différentes de celles de notre étude. Il reste néanmoins possible de comparer les tendances, afin de voir si les influences des différents paramètres sont similaires. Les résultats de Bernardin et Mudawar [47], Deb et Yao [49], Bolle et Moureau [51] ainsi que Takeuchi et al. [52] sont présentés sur la figure VI.29, en parallèle de l'une des séries de mesure expérimentale obtenue pour $D_0 = 240\mu m$. La relation de Deb et Yao [49] est directement traduite en fonction du nombre de Weber. Pour les autres relations disponibles, le diamètre de la goutte étant fixé à $240\mu m$, la vitesse incidente a été modifiée tout en restant dans la plage étudiée par ces auteurs, ce qui explique les différentes gammes de nombres de Weber sur lesquelles sont représentées ces courbes. Le diamètre de $240\mu m$ correspond au diamètre qui se rapproche le plus de ceux retrouvés dans les différentes études de la littérature. La plupart de ces relations donnent des évolutions en accord avec nos résultats expérimentaux, à savoir une augmentation de l'efficacité de refroidissement avec le nombre de Weber, sauf dans le cas de Bolle et Moureau [51]. Cependant, malgré des tendances similaires, les ordres de grandeur sont très différents. Benardin et Mudawar [47], Bolle et Moureau [51] ainsi que Takeuchi et al. [52] obtiennent des efficacités de

refroidissement environ 3 à 4 fois supérieure à celles obtenues lors des expériences réalisées dans cette étude. Deb et Yao [49] obtiennent quant à eux des résultats bien plus proche, deux supérieurs à ceux obtenus dans les configuration données, avec une évolution en très bon accord.

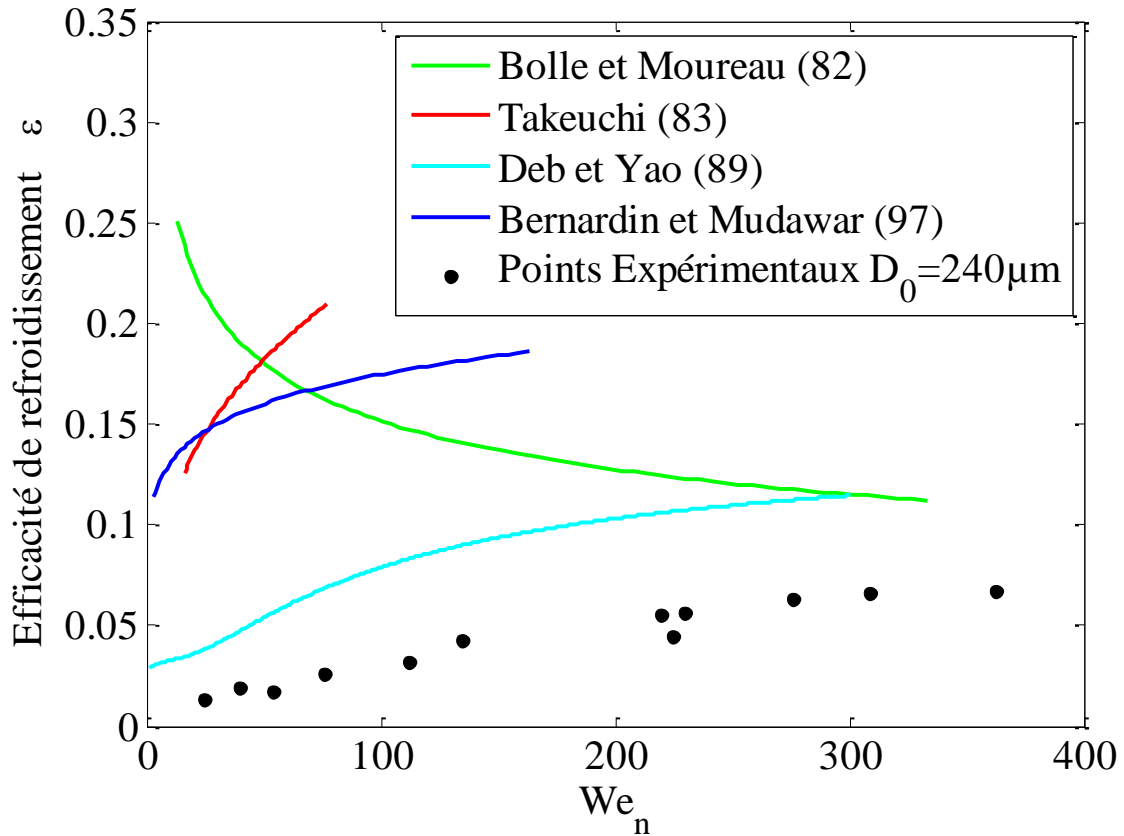


figure VI.29 : Evolution de l'efficacité thermique suivant les relations de la littérature ([2-5]). Calculs effectués pour une goutte de $240 \mu m$, dont le Weber varie par la vitesse. Les résultats obtenus dans cette étude pour un diamètre $D_0 = 240 \mu m$.

Ces mêmes relations sont tracées une seconde fois en fonction du nombre de Weber (figure VI.30), mais en fixant la vitesse à $V_{i,n} = 4 m.s^{-1}$ et en modifiant le diamètre, afin d'examiner l'influence de ce dernier.

La courbe de Deb et Yao reste inchangée, puisqu'elle est directement exprimée en fonction du nombre de Weber. Parmi les résultats expérimentaux disponibles, il nous a été possible d'extraire parmi les six séries, cinq points de mesure correspondant à des gouttes ayant une vitesse normale incidente égale à $V_{i,n} = 4 m.s^{-1}$, pour cinq diamètres différents. Ces mesures expérimentales ont été tracées sur la figure 5.11 afin de les comparer aux relations disponibles dans la littérature. L'influence du diamètre traduite dans les relations de Bolle et Moureau [51] ainsi que Takeuchi et al. [52] est en excellent accord avec les résultats expérimentaux, mais une fois de plus, les ordres de grandeurs de la littérature sont 5 à 6 fois plus grands. Bernardin et Mudawar [47], ainsi que Deb et Yao [49] prévoient quant à eux une augmentation de l'efficacité de refroidissement avec une augmentation du diamètre.

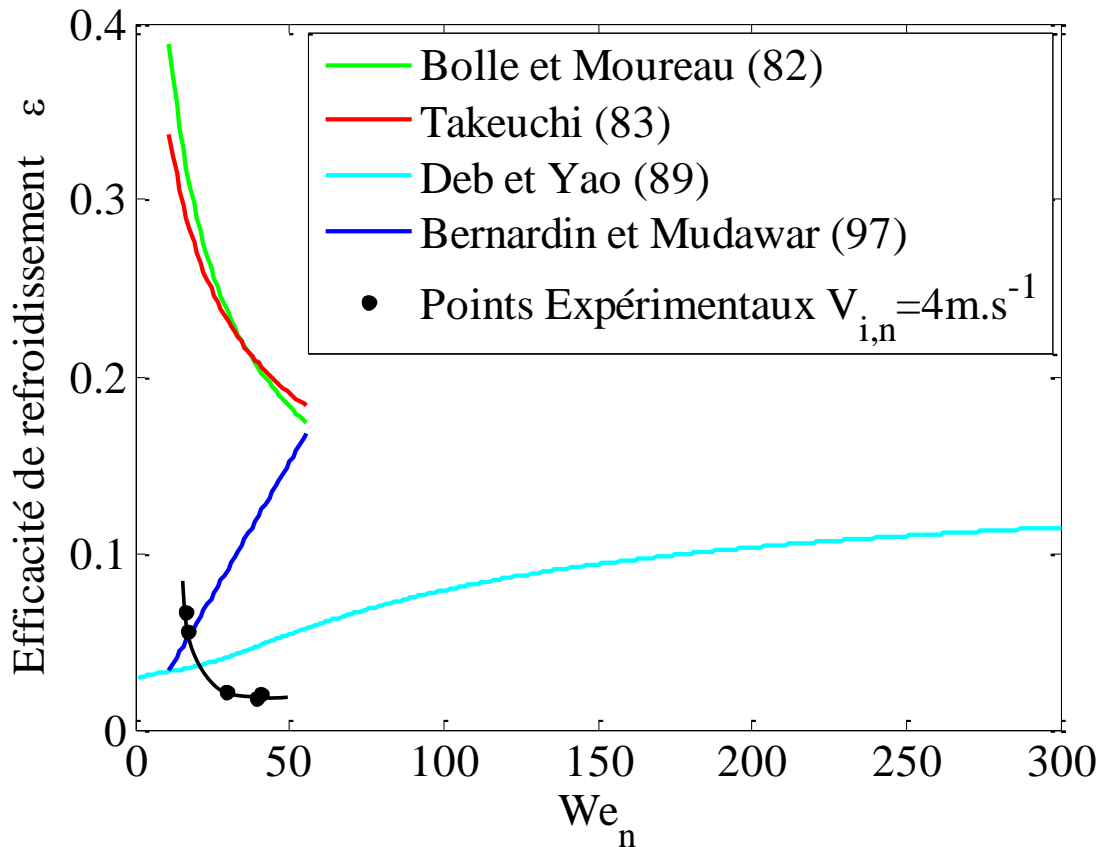


figure VI.30 : Evolution de l'efficacité de refroidissement selon différentes relations disponibles dans la littérature ([47, 49, 51, 52]). Calculs effectués sur une goutte dont la vitesse est fixée et dont le nombre de Weber varie par le diamètre (compris entre 50 et 250 μm). La vitesse des gouttes incidente est fixée à $V_{i,n} = 4\text{m.s}^{-1}$.

En conclusion, seule la relation de Takeuchi et al. [52] est en accord qualitatif avec nos résultats expérimentaux avec cependant une divergence importante en termes d'ordre de grandeurs. Cependant il reste très difficile d'apporter une conclusion définitive étant donnée la grande dispersion des conditions expérimentales et des résultats disponibles dans la littérature.

b. Influence de la température de paroi

Comme cela a été montré à la section I.b (figure VI.25), les énergies extraites à la paroi ont été quantifiées dans les cas où l'influence de la température de paroi était étudiée. L'efficacité de refroidissement est reportée en fonction de la température de paroi pour différents nombres de Weber, pour un diamètre de goutte fixé $D_0 = 139\mu\text{m}$ (figure VI.31). On retrouve clairement l'influence du nombre de Weber : en particulier, le régime de splashing ($We_n = 135.4$) conduit à une efficacité de refroidissement nettement supérieure au cas du régime de rebond ($We_n = 6.5$) ou encore du régime de rebond avec formation d'un satellite ($We_n = 39.5$). L'efficacité de refroidissement croît très nettement avec la température de paroi.

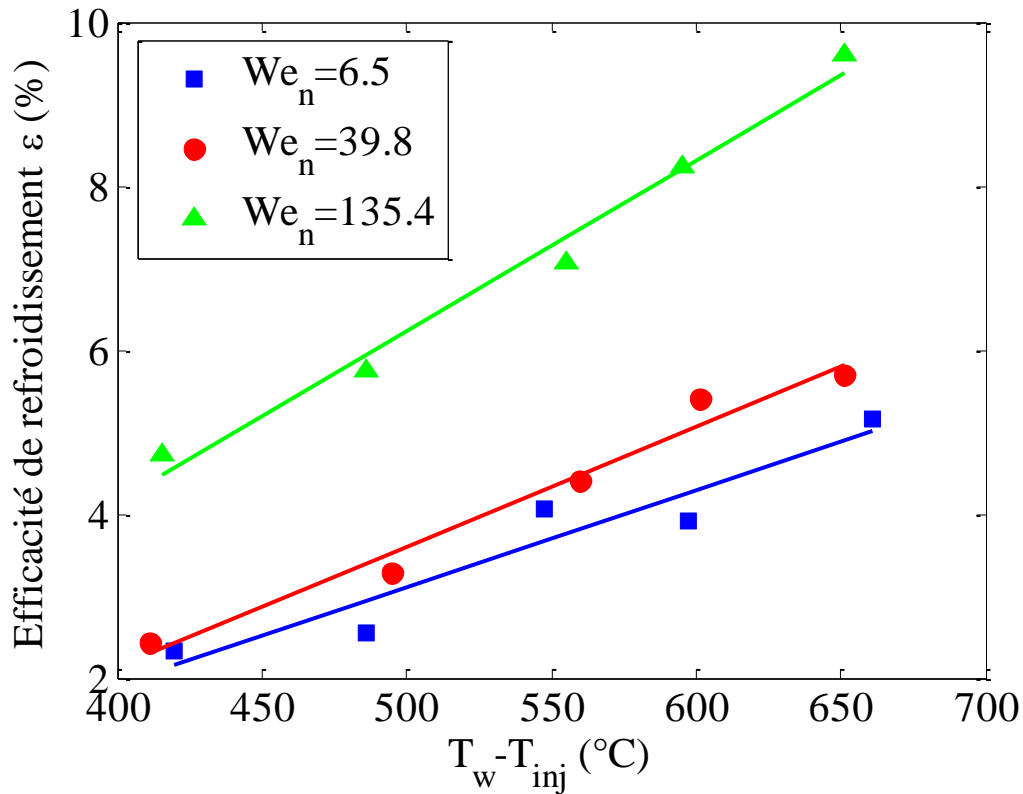


figure VI.31 : Evolution de l'efficacité de refroidissement en fonction de la température de paroi, pour différents nombres de Weber incidents. $D_0 = 139\mu\text{m}$, $f_{inj} = 12500\text{ Hz}$

En effet, l'énergie extraite à la paroi croît progressivement avec la température de celle-ci, lorsque la température de Leidenfrost est atteinte. L'efficacité de refroidissement traduit donc cette tendance, puisqu'elle est directement proportionnelle à cette énergie pour un diamètre de goutte fixé. Ces résultats peuvent être comparés à certaines données disponibles dans la littérature, notamment ceux de Bernardin et Mudawar [47] ou encore Bolle et Moureau [51]). Ces résultats sont tracés sur la figure VI.32 (en trait plein pour [47] et en poillé pour [51]) pour un diamètre de goutte de $139\mu\text{m}$ et les différents nombres de Weber normaux envisagés dans nos expériences, dans la gamme de température de paroi correspondant à chacune des expériences. Qualitativement, l'influence de la température de paroi est comparable aux données issues de la littérature, même si les ordres de grandeur des efficacités de refroidissement mesurées dans la présente étude demeurent notablement plus faibles. En effet, l'accroissement de la température de paroi doit conduire à une augmentation de la température de la vapeur.

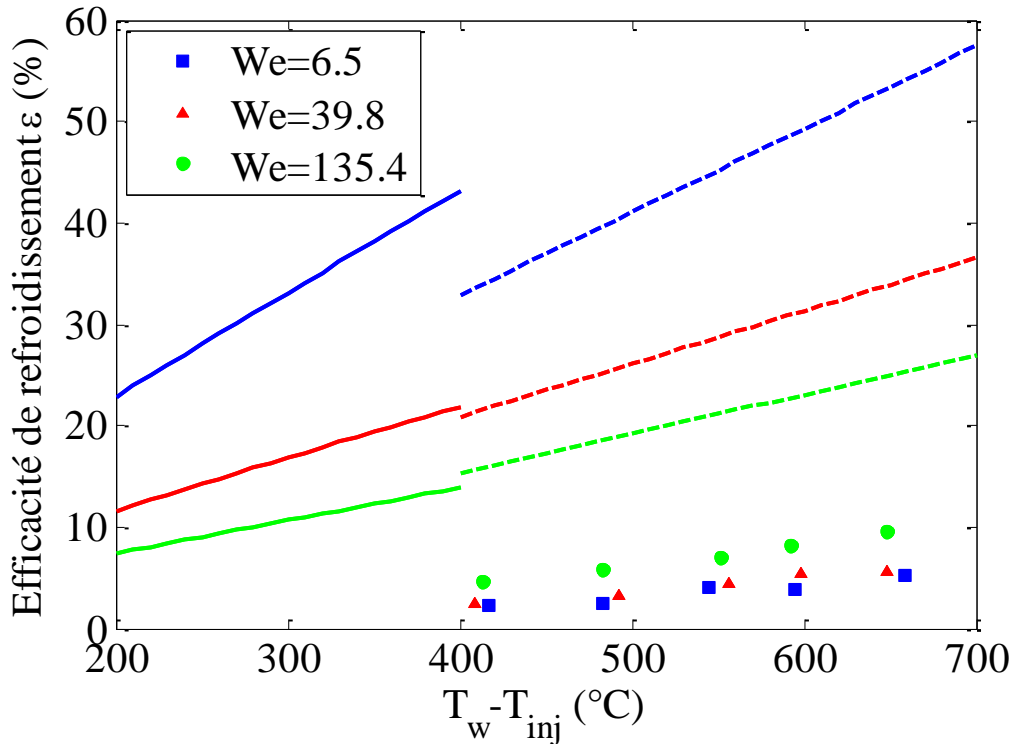


figure VI.32 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de refroidissement en fonction de la température de paroi, pour différents nombre de Weber. $D_0 = 139\mu m$, $f_{inj} = 12500 Hz$. Données expérimentales et relations extraites de [47, 51].

Le flux thermique apporté à la goutte par échange convectif avec le film de vapeur s'accroît donc, ce qui tend à augmenter l'évaporation de la goutte et donc l'énergie extraite à la paroi, puisque la chaleur sensible cédée à la goutte ne présente pas de variations significatives avec la température de paroi. Cet accroissement est d'autant plus grand que le nombre de Weber est important. La pente de cette augmentation de l'efficacité de refroidissement en fonction de la température de paroi a été extraite pour les trois nombres de Weber étudiés (figure VI.33). Ces pentes indiquent une augmentation linéaire avec le nombre de Weber, ce qui laisse supposer que plus la goutte s'étale lors de l'impact plus elle est susceptible d'extraire de la chaleur, étant donné que l'efficacité de refroidissement est directement reliée à la chaleur extraite à la paroi par les gouttes.

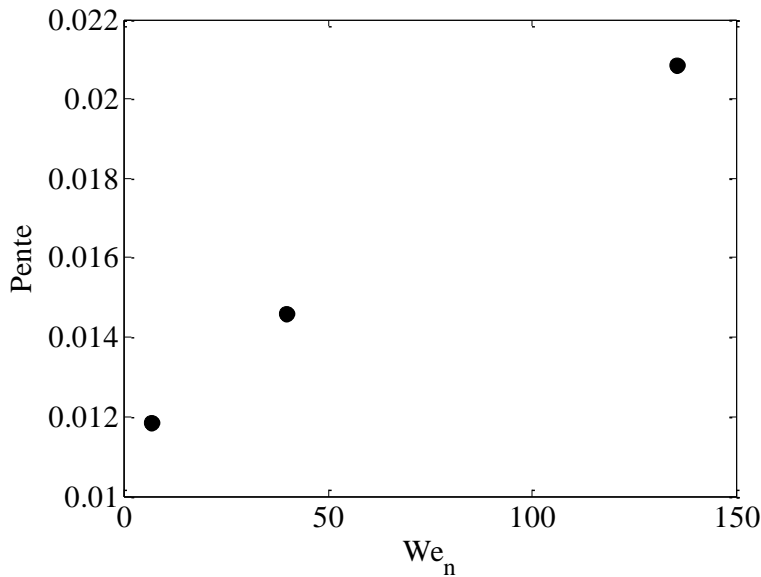


figure VI.33 : Evolution de la pente de l'augmentation de l'efficacité de refroidissement en fonction de la température de paroi, pour les trois nombres de Weber mesurés expérimentalement.

$D_0 = 139\mu m$, $f_{inj} = 12500 Hz$

Cependant, cet accroissement de Q_w ne peut être relié au diamètre d'étalement car celui-ci atteint une valeur limite lorsque le régime de splashing est atteint. Seule la vitesse d'impact continue d'augmenter ce qui laisse à penser que l'augmentation de l'efficacité de refroidissement avec le nombre de Weber est liée à une diminution de l'épaisseur du film de vapeur, ce qui accroît le transfert de chaleur à la paroi et ainsi la quantité de chaleur extraite.

c. Influence de la température d'injection

Dans le cadre de l'étude de l'influence de la température d'injection, les mesures de l'énergie extraite en paroi conduisent aux mêmes conclusions que pour les mesures de température de goutte par 2cLIF. Dans la gemme étudiée, la température d'injection n'a pas d'effet significatif sur le transfert thermique en paroi. Pour des températures d'injection comprises entre 17°C et 30°C, les efficacités de refroidissement n'évoluent pas de manière significative en fonction de la température d'injection du liquide (figure VI.34).

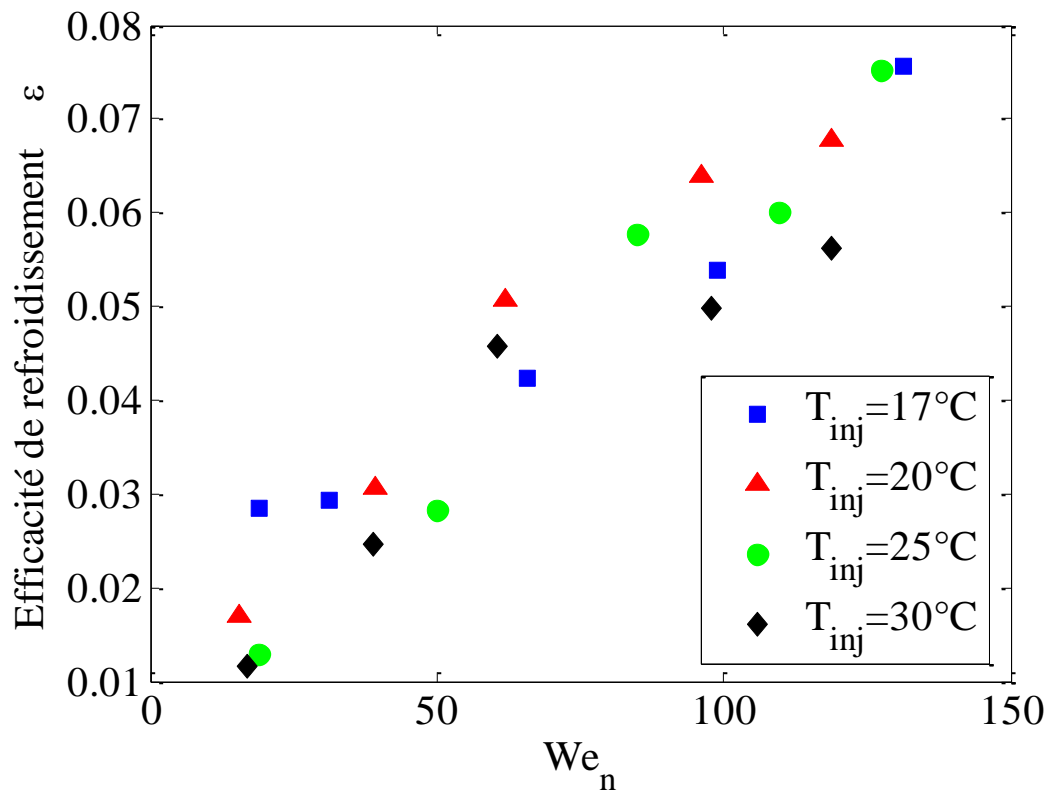


figure VI.34 : Evolution de l'efficacité de refroidissement en fonction du nombre de Weber normal incident, pour différentes températures d'injection $D_0 = 139 \mu m$, $f_{inj} = 13000 Hz$

d. Conclusions sur l'efficacité de refroidissement

L'efficacité de refroidissement d'une goutte est directement reliée à l'énergie prélevée à la paroi par celle-ci. Cette énergie va croître avec la température de paroi, mais également avec le nombre de Weber du fait de l'augmentation de la vitesse. Une augmentation du diamètre se traduira par une diminution de l'efficacité de refroidissement. Il est possible d'émettre des hypothèses pour justifier ces tendances. Une diminution du diamètre se traduit par une plus forte diminution du volume et en conséquence une augmentation du rapport surface/volume. Cette augmentation de surface sur laquelle a lieu les transferts thermiques facilitera l'extraction de chaleur par rapport au volume de la goutte, et ainsi l'efficacité de refroidissement. Ces dernières s'échauffent et s'évaporent efficacement du fait de la pression de vapeur à l'équilibre plus élevée.

4. Bilan thermique de l'impact goutte-paroi

a. Evaluation de la masse évaporée

L'ensemble des énergies mises en jeu lors de l'impact d'une goutte sur paroi chaude a été inventorié. Pour cela, nous considérerons un état quasi-stationnaire d'une goutte étalée au voisinage de la paroi chauffée. La température de paroi est supposée uniforme et connue sur le domaine d'étude, égale à T_w . La face interne de la goutte étalée est supposée avoir atteint les conditions de saturation et de ce fait la température de celle-ci sera supposée égale à la température d'ébullition du liquide T_{eb} (figure VI.35).

L'énergie prélevée à la paroi peut se décomposer en trois contributions :

- la chaleur sensible cédée au liquide Q_l
- la chaleur cédée à la goutte afin de permettre son évaporation partielle (chaleur latente) $\Delta m L_v$
- la chaleur sensible destinée à chauffer la couche de mélange air-vapeur séparant la goutte de la paroi, $\Delta m C_{p_v} \Delta T_v$. Ces différentes énergies sont représentées sur la figure VI.35.

Ainsi, le bilan thermique peut être écrit sous la forme suivante :

$$Q_w = Q_l + \Delta m (L_v + C_{p_v} \Delta T_v) \quad (6.34)$$

ΔT_v correspond à la surchauffe du mélange air-vapeur séparant la plaque et la goutte, Δm est la masse de liquide évaporée, avec $\Delta T_v = T_{film} - T_{inj}$, et T_{film} est la température du film air-vapeur séparant la goutte étalée et la paroi, définie par $T_{film} = \frac{T_w + T_{eb}}{2}$.

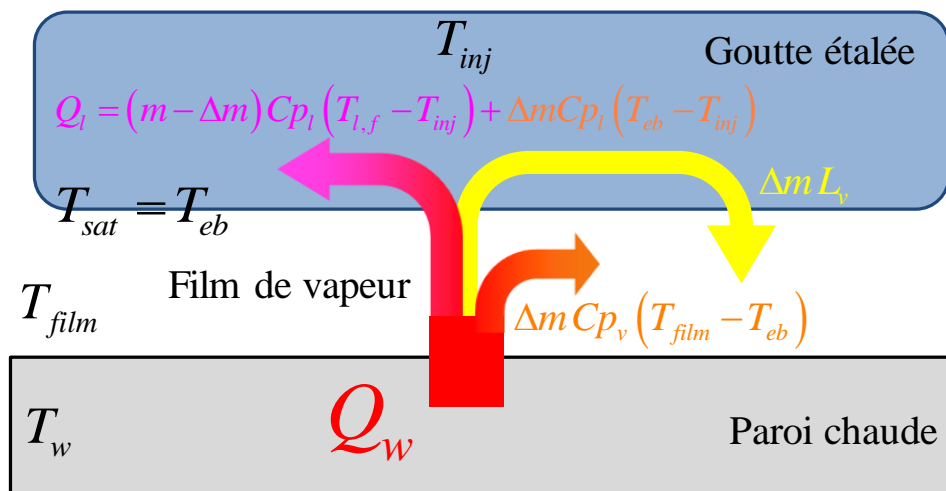


figure VI.35 : Schéma illustrant les différentes énergies mises en jeu lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude.

La chaleur sensible acquise par la goutte peut être décomposée en deux contributions :

- la chaleur sensible acquise par le liquide qui s'est échauffé de la température d'injection T_{inj} à la température du liquide après impact T_{final} :

$$(m - \Delta m) C_{p_l} (T_{final} - T_{inj})$$
- la chaleur sensible acquise par la masse de liquide évaporée Δm , afin d'amener celle-ci de la température d'injection T_{inj} à la température d'ébullition T_{eb} : $\Delta m C_{p_l} (T_{eb} - T_{inj})$

La chaleur sensible Q_l acquise par le liquide peut donc s'écrire :

$$Q_l = \left[(m - \Delta m) C_{p_l} \Delta T_l + \Delta m C_{p_l} (T_{sat} - T_{inj}) \right] \quad (6.35)$$

L'équation (6.34) peut être réécrite en introduisant le nombre de Jakob $Ja = (C_{p_v} \Delta T_v) / L_v$, défini dans la section 4.1 :

$$Q_w = Q_l + L_v \Delta m (1 + Ja) \quad (6.36)$$

Il est alors possible d'extraire la masse évaporée comme étant :

$$\Delta m = \frac{Q_w - m C_{p_l} \Delta T_l}{L_v (1 + Ja) + C_{p_l} (T_{eb} - T_{final})} \quad (6.37)$$

Afin d'estimer la masse de liquide évaporée donnée par l'équation (6.37) il est nécessaire de connaître l'énergie extraite à la paroi Q_w , l'échauffement du liquide ΔT_l et le nombre de Jakob. Ce dernier est connu en faisant l'hypothèse de la température de film pour la température de la vapeur et en supposant des conditions de saturation dans le film, notamment pour la valeur de la chaleur massique de la vapeur.

Capacité thermique massique du liquide C_{p_l}	$C_{p_l} = 4185 \text{ J.kg}^{-1} . \text{K}^{-1}$	Chaleur latente de vaporisation L_v	$L_v = 2257 \text{ kJ.kg}^{-1} . \text{K}^{-1}$
Capacité thermique massique de la vapeur C_{p_v}	$C_{p_v} = 2.10^3 \text{ J.kg}^{-1} . \text{K}^{-1}$	Conductivité thermique du liquide λ_l	$\lambda_l = 0,6 \text{ W.m}^{-1} . \text{K}^{-1}$
Conductivité thermique de la vapeur λ_v	$\lambda_v = 0,025 \text{ W.m}^{-1} . \text{K}^{-1}$		

tableau 6.VI-5 : Propriétés physique de l'eau et de la vapeur

Les deux paramètres Q_w et ΔT_l sont obtenus expérimentalement, respectivement à l'aide de la thermographie infrarouge et la mesure de température de la goutte par 2cLIF. L'ensemble des propriétés physiques du liquide étudié, en l'occurrence de l'eau, et celles de la vapeur sont donnés dans le tableau 6.VI-5.

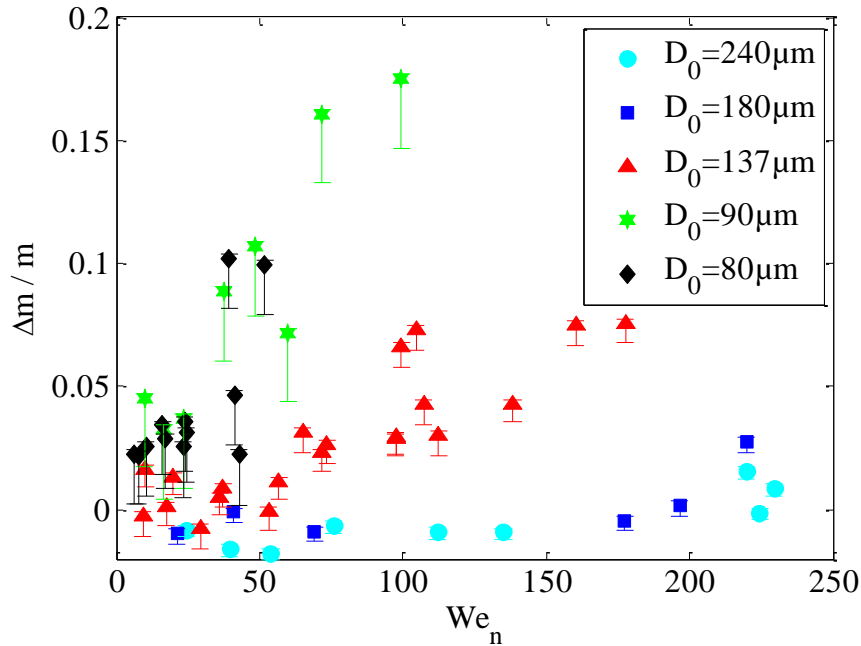


figure VI.36 : Evolution du pourcentage de masse évaporée en fonction du Weber, pour différents diamètres. $T_w = 550^\circ\text{C}$, $9500\text{Hz} < f_{inj} < 12500\text{Hz}$

La figure VI.36 présente l'évolution de la masse relative évaporée $\Delta m/m$, estimée à l'aide de l'équation (6.37) en fonction du nombre de Weber normal incident, pour les différents diamètres de goutte considérés dans cette étude.

Tout comme l'efficacité de refroidissement, la masse relative évaporée dépend fortement du diamètre des gouttes incidentes. Pour les gouttes de plus petite taille, la variation de masse devient significative puisqu'elle atteint des valeurs proches de 20%, alors que la part de masse évaporée pour les gouttes de grande taille est faible, de l'ordre de quelques pourcent. Cependant, cette estimation demeure dans ce cas très imprécise du fait de la précision cumulée des deux techniques de mesure utilisées. Dans le cas de la mesure de la température, la technique de 2cLIF présente des incertitudes de 2°C environ, et la technique de mesure par thermographie infrarouge possède une probable majoration de $0,02\text{mJ}$. Dans le cas de grosses gouttes, la précision sur ces faibles quantités induit des erreurs, on obtient parfois des valeurs négatives, ce qui semble improbable. L'augmentation du nombre de Weber, se traduisant notamment par une augmentation du diamètre d'étalement, conduit à une augmentation de la masse évaporée. L'influence du nombre de Weber semble également nettement plus importante pour les gouttes de petite taille. Le rapport volume sur masse étant plus faible, lorsque la surface d'échange augmente lors de l'impact, les échanges thermiques et l'évaporation sont favorisés dans le cas de gouttes de petite taille.

De plus, la similitude des comportements de la masse relative évaporée et de l'efficacité de refroidissement (figure VI.28 et figure VI.36) laissent supposer que l'efficacité de refroidissement est principalement liée à la part de masse évaporée lors de l'impact. Nous chercherons ainsi à déterminer une relation entre l'efficacité de refroidissement et la part de masse évaporée.

Dans un premier temps, nous allons comparer les termes $Cp_l(T_{eb} - T_{inj})$, L_v et $Cp_v(T_{film} - T_{eb})$ de l'équation (6.32), afin de juger s'il est possible de négliger l'un de ces termes et ainsi de simplifier l'expression de l'efficacité de refroidissement. Une estimation de ces termes est faite et les valeurs sont indiquées dans le tableau VI-6, et il apparaît clairement une impossibilité à négliger l'un de ces termes.

$Cp_l(T_{eb} - T_{inj}) = 334 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$L_v = 2257 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$Cp_v(T_{film} - T_{eb}) = 400 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
tableau VI-6 : Estimation des différents termes intervenant dans l'équation (6.32) de l'efficacité de refroidissement		

L'expression de l'efficacité de refroidissement reste alors inchangée :

$$\varepsilon = \frac{Q_l + \Delta m L_v (1 + Ja)}{m(L_v + Cp_v(T_{film} - T_{eb}) + Cp_l(T_{eb} - T_{inj}))} \quad (6.38)$$

En notant L_{ve} le terme $L_v + Cp_v(T_{film} - T_{eb}) + Cp_l(T_{eb} - T_{inj})$, l'équation (6.38) peut s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{Q_l}{mL_{ve}} + \frac{\Delta m}{m} \frac{L_v (1 + Ja)}{L_{ve}} = \varepsilon_l + \varepsilon_{evap} \quad (6.39)$$

Cette dernière relation permet de mettre en évidence les contributions respectives de la chaleur sensible ε_l et de l'évaporation du liquide ε_{evap} dans l'efficacité de refroidissement.

Ces deux contributions sont reportées sur la figure VI.37. Par souci de lisibilité, seuls les résultats obtenus avec les diamètres de 80 μm , 133 μm et 180 μm sont présentés.

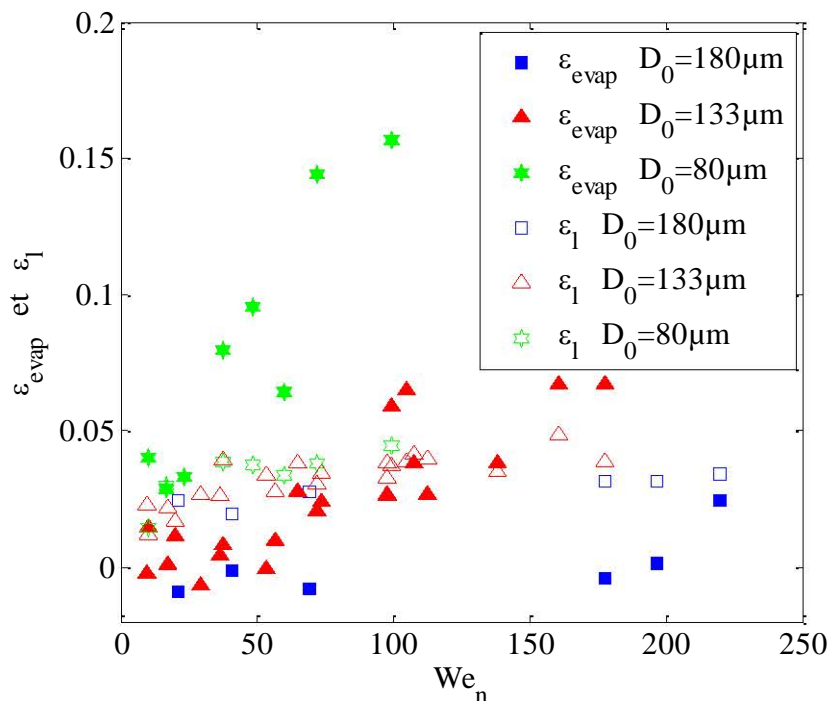


figure VI.37 : Comparaison des deux contributions composant l'efficacité de refroidissement en fonction du nombre de Weber, pour différents diamètres de goutte initiaux. $T_w = 550^\circ\text{C}$,

$$9500\text{Hz} < f_{inj} < 12500\text{Hz}$$

La part attribuée à la chaleur sensible acquise par le liquide est très significative par rapport à celle attribuée à l'évaporation ($D_0 = 180\mu\text{m}$). Pour des gouttes de taille intermédiaire ($D_0 = 133\mu\text{m}$), ces deux contributions semblent relativement équilibrées. Pour les gouttes de petites taille ($D_0 = 80\mu\text{m}$), l'évaporation semble le processus dominant.

Rappelons par ailleurs la grande influence du nombre de Weber sur la masse relative évaporée, cette influence étant d'autant plus déterminante que le diamètre initial de la goutte est petit. Cette influence est plus limitée sur la contribution de la chaleur sensible acquise par la goutte et semble peu sensible à la taille initiale de la goutte.

b. Estimation théorique de la masse évaporée

Considérons la goutte s'étalant sur la paroi chauffée. Le poids de la goutte ainsi que sa quantité de mouvement verticale induisent un écoulement dans le film de vapeur, qui peut être assimilé à un écoulement de Poiseuille en géométrie cylindrique. En effet, la géométrie de la goutte au niveau de son étalement maximum sur la paroi peut être assimilée à un cylindre.

Cette hypothèse est à nuancer, car en fait cet écoulement de poiseuille est alimenté par le débit de vapeur provenant de la face inférieure de la goutte étalée. Cette hypothèse reste néanmoins raisonnable si la vitesse de débitante de la vapeur V_g sur la surface inférieure de la goutte étalée est très inférieure à la vitesse débitante V_{deb} du gaz dans le film. Nous considérerons par ailleurs des conditions de saturation en vapeur au niveau du film.

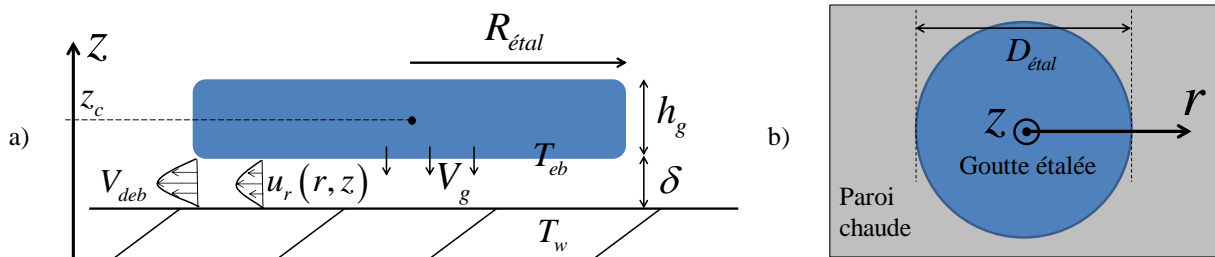


figure VI.38 : Schéma représentant une goutte étalée s'évaporant sur une paroi chaude, ainsi que les notations utilisées dans la modélisation des échanges (a) : vue de côté, b) : vue du dessus).

L'approximation de la lubrification peut être utilisée du fait de la faible épaisseur du film de vapeur, ce qui simplifie fortement l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu_v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right) \quad (6.40)$$

Ainsi, en régime permanent, l'équation du mouvement se résume à :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \mu_v \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \quad (6.41)$$

De plus, une condition de non-glissement est imposée en $z = 0$: $u_r(r, z = 0) = 0$. Au niveau de l'interface liquide-gaz, en $z = \delta$, il est possible de supposer que la vitesse de glissement est faible par rapport à l'écoulement de la vapeur et donc $u_r(r, z = \delta) = 0$ et par ailleurs que δ

est uniforme sous la goutte. L'intégration de l'équation (6.41) avec les conditions aux limites précédentes permet d'écrire :

$$u_r(r, z) = \frac{1}{2\mu_v} \frac{\partial P}{\partial r} (z^2 - z\delta) \quad (6.42)$$

Selon l'approximation de la lubrification, la pression est constante dans l'épaisseur du film de vapeur. La vitesse débitante dans le film s'obtient alors par :

$$V_{deb}(r) = \frac{1}{\delta} \int_{z=0}^{\delta} u_r(r, z) dz = \frac{1}{2\mu_v} \left(\frac{1}{\delta} \int_{z=0}^{\delta} z^2 - z\delta dz \right) \frac{dP}{dr} = -\frac{\delta^2}{12\mu_v} \frac{dP}{dr} \quad (6.43)$$

La vitesse débitante de la vapeur à travers la goutte étalée V_g , supposée uniforme peut être reliée au débit massique de vapeur \dot{m} :

$$\dot{m} = \rho_v V_g \frac{\pi D_{étal}^2}{4} \quad (6.44)$$

Par conservation du débit massique, il vient :

$$\rho_v V_{deb}(r) 2\pi r \delta = \rho_v \pi r^2 V_g \quad (6.45)$$

ou encore, en utilisant (6.44):

$$V_{deb}(r) = \frac{r}{\delta} \frac{\dot{m}}{\rho_v} \frac{2}{\pi D_{étal}^2} \quad (6.46)$$

D'après les équations (6.43) et (6.46), il est possible d'écrire le gradient radial de pression :

$$\frac{dP}{dr} = -24\mu_v \frac{r}{\delta^3} \frac{\dot{m}}{\rho_v \pi D_{étal}^2} \quad (6.47)$$

Puisque \dot{m} et δ sont supposés uniformes, l'équation (6.47) s'intègre suivant :

$$P(r) - P(0) = \frac{-12\mu_v r^2 \dot{m}}{\rho_v \delta^3 \pi D_{étal}^2} \quad (6.48)$$

ce qui conduit en passant aux limites et en notant P_{ext} la pression régnant à l'extérieur du film :

$$P(D_{étal}/2) - P(0) = P_{ext} - P(0) = \frac{-3\mu_v \dot{m}}{\rho_v \delta^3 \pi} \quad (6.49)$$

soit en effectuant la différence entre (6.48) et (6.49) :

$$P(r) - P_{ext} = \left(-3r^2 + \frac{3}{4} D_{étal}^2 \right) \frac{4\mu_v \dot{m}}{\rho_v \pi^2 \delta^3} \quad (6.50)$$

La force de pression exercée sur la goutte liquide est donc :

$$F_p = \int_{r=0}^{D_{étal}/2} (P(r) - P_{ext}) 2\pi r dr \quad (6.51)$$

soit après intégration :

$$F_p = \frac{3}{8} \frac{\mu_v}{\rho_v} \frac{1}{\delta^3} \dot{m} D_{\text{étal}}^2 \quad (6.52)$$

L'équation de la dynamique de la goutte liquide au voisinage de l'impact est donnée par :

$$m \frac{d^2 z_c}{dt^2} = -gm - F_p = -gm - \frac{3}{8} \frac{\mu_v}{\rho_v} \frac{1}{\delta^3} \dot{m} D_{\text{étal}}^2 \quad (6.53)$$

où z_c est l'altitude du centre de masse de la goutte et m la masse de liquide. L'équation du transfert thermique dans le film de vapeur est de nature purement conductive. De plus, la température du liquide au niveau de l'interface inférieure (du côté de la paroi) sera supposée égale à la température d'ébullition. Ajoutons l'hypothèse stipulant que la totalité du transfert thermique entre la paroi et la goutte est exclusivement utilisé pour le changement d'état du liquide. Dans le cas d'un film de vapeur mince, il est alors possible d'écrire :

$$\dot{m} L_v = \lambda_v \frac{(T_w - T_{eb})}{\delta} \frac{\pi D_{\text{étal}}^2}{4} \quad (6.54)$$

De (6.54) il est possible de déduire l'épaisseur du film de vapeur δ :

$$\delta = \lambda_v \frac{(T_w - T_{eb})}{\dot{m} L_v} \frac{\pi D_{\text{étal}}^2}{4} \quad (6.55)$$

L'expression de δ peut être reportée dans l'équation de la dynamique (6.53) :

$$\rho_l \mathcal{G}_g \left(\frac{d^2 z_c}{dt^2} + g \right) = - \frac{24 \mu_v \dot{m}^4 L_v^3}{\pi^3 \rho_v \lambda_v^3 D_{\text{étal}}^4 (T_w - T_{eb})^3} \quad (6.56)$$

où ρ_l est la masse volumique du liquide et \mathcal{G}_g est le volume de la goutte. Il est possible d'extraire le débit massique de vapeur de l'équation (6.56) :

$$\dot{m}^4 = \frac{-\rho_l \mathcal{G}_g \left(\frac{d^2 z_c}{dt^2} + g \right) \pi^3 \rho_v \lambda_v^3 D_{\text{étal}}^4 (T_w - T_{eb})^3}{24 \mu_v L_v^3} \quad (6.57)$$

ou encore :

$$\dot{m} = \left(\frac{\rho_l \mathcal{G}_g \left(\frac{d^2 z_c}{dt^2} + g \right) \pi^3 \rho_v \lambda_v^3 (T_w - T_{eb})^3}{24 \mu_v L_v^3} \right)^{1/4} D_{\text{étal}} \quad (6.58)$$

Ainsi la masse évaporée Δm peut s'écrire :

$$\Delta m = \int_0^{t_{sej}} \dot{m} dt = \left(\frac{\rho_l \mathcal{G}_g \pi^3 \rho_v \lambda_v^3 (T_w - T_{eb})^3}{24 \mu_v L_v^3} \right)^{1/4} \int_0^{t_{sej}} D_{\text{étal}} \left(\frac{d^2 z_c}{dt^2} + g \right)^{1/4} dt \quad (6.59)$$

où t_{sej} est le temps de séjour de la goutte défini dans le chapitre I. Seuls le diamètre d'étalement $D_{\text{étal}}$ et z_c sont inconnus, et devront être tirés des données expérimentales.

L'évolution de la position du centre de masse de la goutte z_c étant connu au cours du temps grâce à l'imagerie ombroscopique rapide, il est ainsi possible d'en extraire son accélération au cours de l'impact. L'évaporation ayant été estimée à l'aide de données expérimentales, il est possible de la comparer avec l'estimation théorique développée précédemment. Cette comparaison a été effectuée pour les trois séries présentées sur la figure VI.39 et dans l'unique cas du régime de rebond. En effet, dans le cas du régime de splashing, il n'est pas possible de disposer du temps de séjour et du diamètre d'étalement. L'estimation théorique réalisée pour les petits diamètres de goutte ($D_0 = 90\mu m$) et diamètres de goutte de taille moyenne ($D_0 = 137\mu m$) donnent des résultats présentant un accord raisonnable avec ceux obtenus expérimentalement, avec une légère surestimation de l'évaporation théorique pour $D_0 = 137\mu m$. Cependant, la comparaison dans le cas de gouttes de tailles supérieures ($D_0 = 180\mu m$) s'avèrent plus délicate : la masse évaporée estimée théoriquement est nettement plus élevée que celles obtenues expérimentalement. En effet, une évaporation très faible avait été estimée à l'aide du bilan énergétique fondé sur les données expérimentales, valeur qu'il faut nuancer étant données les incertitudes de mesure.

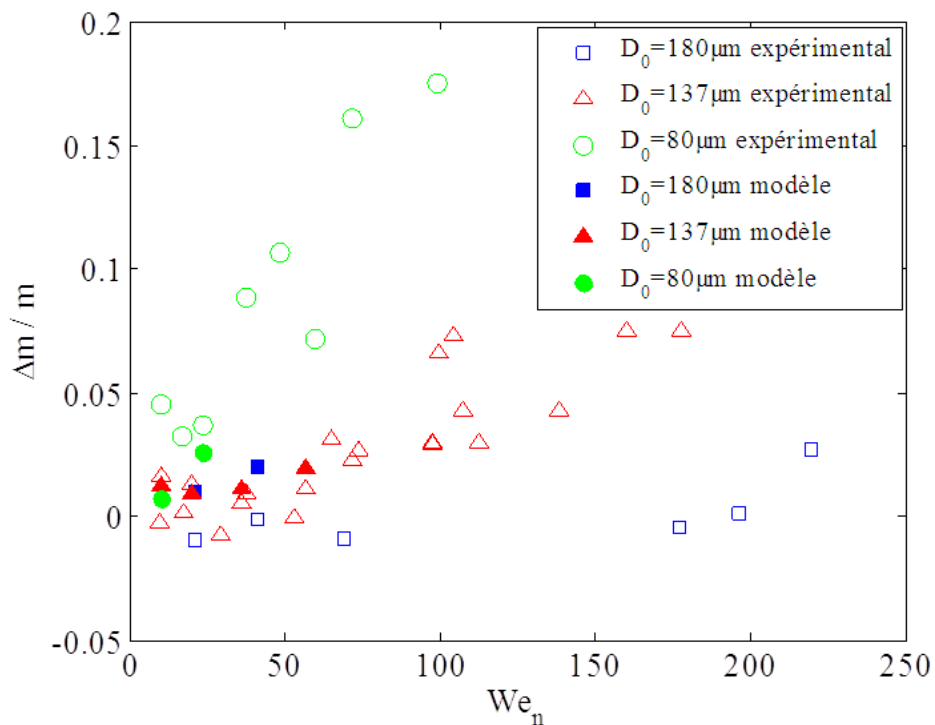


figure VI.39 : Evolution de l'évaporation mesurée expérimentalement et de l'évaporation calculée à partir du modèle. $T_w = 550^\circ C$, $9500Hz < f_{inj} < 12500Hz$.

Conclusion et perspectives

Ce mémoire a présenté les principaux résultats issus d'une étude expérimentale de l'interaction d'un train de gouttelettes monodisperse sur une paroi chauffée en régime de Leidenfrost.

Outre l'étude approfondie des aspects dynamique de cette interaction, la principale originalité de ce travail réside dans l'analyse des mécanismes de transfert de chaleurs impliqués par une approche expérimentale. Pour cela, différentes techniques de mesures originales ont été développées :

- La fluorescence induite par laser à deux couleurs, appliquée à la mesure de température des gouttes, dont une extension à une technique bidimensionnelle a été mise au point : le développement de cette technique a permis de caractériser l'échauffement des gouttes durant de leur impact et ainsi de quantifier la chaleur sensible emportée par celles-ci.
- Une technique d'ombroscopie rapide, dont la majorité du travail repose sur le développement d'un algorithme permettant d'extraire à partir des images résolues temporellement et spatialement simultanément les caractéristiques morphologiques et cinématiques des gouttes impactantes : diamètre d'étalement, temps de séjour, vitesse, distribution de vitesse et de taille des gouttes réémise pour le régime de splashing.
- L'utilisation d'une technique de thermographie infrarouge, couplée à un modèle de conduction inverse 2D instationnaire, avec laquelle il a été possible de mesurer la température de la cible de nickel sur laquelle impacte les gouttes, ceci permettant par inversion d'accéder au flux de chaleur extrait à la paroi par une goutte.

Sur le plan de la caractérisation dynamique de l'impact :

La technique d'ombroscopie rapide a permis de mettre en évidence les principales caractéristiques du comportement hydrodynamique d'une goutte qui impacte une paroi chaude dans le régime d'ébullition de film. Les deux régimes d'impact, le rebond et l'éclatement, ont été étudiés de manière distincte et spécifique. La taille et la vitesse des gouttes incidentes ont été modifiées afin de caractériser les effets de ces grandeurs.

Dans le régime de rebond, la déformation de la goutte a été décrite par le biais de plusieurs paramètres : le diamètre maximal d'étalement, la durée de la phase d'étalement, le temps de séjour, la perte de quantité de mouvement dans les directions normale et tangentielle à la paroi. A chaque fois, les évolutions observées se sont révélées conformes à l'état actuel des connaissances qui concernent principalement l'eau et de l'éthanol de loin les liquides les moins visqueux. Les expériences réalisées avec d'autres liquides ont permis d'obtenir des éléments quantitatifs sur l'effet de la viscosité et de la tension de surface.

Du fait de la dissipation visqueuse, l'étalement d'une goutte visqueuse est moindre pour une même énergie cinétique d'impact. Un modèle de dissipation visqueuse reste encore à établir. Des mesures supplémentaires seront certainement nécessaires pour y parvenir. Une limitation est bien entendu que la dissipation visqueuse ne peut être quantifiée précisément qu'à l'instant où la goutte se trouve dans l'état d'étalement maximal, la vitesse de l'écoulement interne étant à peu près nulle à cet instant.

Les mesures semblent également attester l'existence d'un diamètre d'étalement critique, propre à chaque liquide, correspondant au seuil de déclenchement de l'instabilité menant à la fragmentation de la lamelle liquide et donc à l'éclatement de la goutte. La dépendance de ce diamètre critique à la tension de surface et à la viscosité du liquide n'a pas pu être caractérisée, or la connaissance de cette dépendance permettrait probablement d'établir un critère objectif pour la transition rebond/éclatement.

Les expériences menées dans le régime d'éclatement mettent en évidence l'existence de plusieurs mécanismes d'atomisation qui se succèdent dans le temps. Le premier à intervenir, s'apparente à l'éjection de fines gouttelettes suite à l'éclatement de bulles de vapeurs formées par le bouillonnement du liquide. Le deuxième correspond à la fragmentation de la lamelle et donnent naissance à des gouttes de tailles bien supérieures. Bien que nombreuses dans nos mesures, les gouttes issues du bouillonnement ont un poids volumique marginal et elles n'influencent pas ou peu le diamètre moyen de Sauter. Ainsi l'étude du diamètre moyen de Sauter a-t-elle été représentative du processus de fragmentation de la lamelle consécutive à son étirement. Il apparaît que le diamètre moyen de Sauter est corrélé avec le nombre de Weber et de Reynolds basés sur la vitesse normale. Toutefois, la meilleure corrélation semble être obtenue avec le nombre de Reynolds. Ce point demandera bien sûr à être confirmé par des mesures avec des liquides autres que l'eau et sur une gamme de mesure étendue.

Les mesures de la vitesse des gouttes réémises ont finalement permis de montrer que le nombre de Weber des gouttes secondaires basé sur leur vitesse moyenne volumique et sur le diamètre moyen de Sauter tend vers une limite proche de 1 lorsque l'énergie cinétique de l'impact augmente. La valeur de cette limite reste toutefois à préciser pour d'autres liquides que de l'eau.

Sur le plan de la caractérisation des transferts thermiques durant l'impact :

La mesure directe de l'échauffement de la goutte ainsi que celle de l'énergie extraite à la paroi, a permis, grâce à l'écriture d'un bilan énergétique simplifié, d'estimer les contributions relatives à la chaleur sensible et à l'évaporation dans l'efficacité de refroidissement. La contribution de l'évaporation est majeure pour les gouttes de petite taille (voisine de 80 μm).

L'effet du nombre de Weber normal incident a clairement une action à la fois sur l'échauffement, la masse évaporée ainsi que l'efficacité de refroidissement. L'augmentation du nombre de Weber normal incident conduit à un accroissement des transferts thermiques (énergie extraite à la paroi, masse évaporée). Cependant, le nombre de Weber ne semble pas

être le seul paramètre impliqué, puisqu'une dépendance au diamètre des gouttes est également constatée. De plus, si la chaleur sensible gagnée par la goutte au cours de l'impact augmente nettement en régime de rebond, celle-ci se stabilise lorsque le régime de splashing est atteint. Le diamètre d'étalement (lié au nombre de Weber) joue très certainement un rôle prédominant parmi d'autres paramètres, et l'un des challenges consistera à décrire l'ensemble des transferts à l'aide de nombres adimensionnels pertinents et pour une gamme de paramètres nettement plus large (taille de goutte, nombres de Weber, nombres d'Ohnesorge, température de surchauffe du liquide..).

Ainsi, le lien formel entre les différents paramètres caractérisant les aspects dynamiques des interactions goutte paroi et les différents transferts impliqués reste à faire, et c'est l'une des perspectives les plus importantes ouvertes par cette étude.

D'autres perspectives peuvent également être avancées :

Sur le plan de l'amélioration des techniques de mesure

Perspectives sur l'imagerie LIF

Cette technique de mesure de température, développée au LEMTA est l'une des rares méthodes permettant d'accéder à la température des gouttes, même en présence de fortes déformations. Elle nécessite au préalable un ensemencement du liquide étudié avec un traceur fluorescent. Durant la première partie de ce travail, la fluorescéine FL27 a été utilisée, mais il s'est avéré que le coefficient d'absorption de celle-ci présentait une forte dépendance à la température, ce phénomène pénalisant fortement le processus de mesure. Un second colorant organique a alors été utilisé, la rhodamine 640, présentant une sensibilité à la température du même ordre de grandeur mais présentant une section efficace d'absorption bien plus importante et indépendante à la température. L'utilisation simultanée de deux traceurs fluorescents, ayant des dépendances opposées en température, serait également une voie à explorer, ce qui potentiellement permettrait d'améliorer la sensibilité et donc la précision de la mesure de température.

Perspectives sur l'ombroscopie rapide

- Vers la complexité

Ce travail a essentiellement porté sur l'interaction d'un train de gouttes monodisperse sur une surface chauffée, en régime de Leidenfrost. Les interactions hydrodynamiques entre deux gouttes impactant successivement la paroi n'ont en particulier pas été prises en compte : on parle de ce type d'interactions lorsque le temps de séjour de la goutte à la paroi est voisin de la période d'injection des gouttes, ce qui peut conduire à des interactions de nature hydrodynamiques susceptibles de modifier les transferts thermiques. L'ensemble des données expérimentales correspondant à ces cas de figure n'ont pas été exploitées, mais il serait bien évidemment très intéressant de considérer à l'avenir ce type d'interaction.

Par ailleurs, dans le cas d'un spray réel où des gouttes multiples impactent simultanément la surface chauffée, des interactions spatiales entre les gouttes secondaires ou les lamelles et filaments liquides peuvent avoir lieu. Afin de se rapprocher d'une telle configuration, l'impact

simultané de plusieurs trains de gouttes monodisperse peut être considéré : ainsi, les modifications des caractéristiques dynamiques de l'impact et des transferts thermiques du fait de l'interaction de trains multiples avec la paroi pourront faire l'objet d'une étude détaillée à l'aide des techniques précédemment développées.

- Comparaison à la simulation numérique et modélisation

La simulation numérique directe (DNS) de l'effet Leidenfrost est développée notamment à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) en couplant le suivi d'interface par la technique Level-Set et la méthode Ghost-Fluid, en configuration 2D-axisymétrique. Ainsi, la DNS devrait dans un temps très rapproché apporter sur des résultats concernant la forme de l'interface, l'épaisseur du film de vapeur et la cinématique de l'écoulement dans celui-ci, ainsi que sur l'ensemble des termes contribuant au bilan énergétique (transferts entre la paroi et le film de vapeur, transferts entre le film de vapeur et la goutte, échauffement de la goutte, masse évaporée), ceci pour le régime de rebond.

La confrontation de la DNS avec des données expérimentales devrait permettre de valider la simulation numérique, qui pourra ensuite être utilisée afin de générer une base de données numériques, inaccessibles à l'expérience (épaisseur de film de vapeur par exemple).

L'objectif final sera la construction de modèles réduits mais contenant la physique pertinente à l'échelle considérée, qui pourront être incorporées dans des plateformes de calculs, de type Euléro-lagrangiens, utilisable pour la simulation de cas industriels de refroidissement par sprays.

Références bibliographiques

- [1] J. G. Leidenfrost, "On the fixation of water in diverse fire," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 9, pp. 1153-1166, 1966.
- [2] 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*, vol. 25, pp. 489-503, 1876.
- [3] 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*, vol. 9, pp. 1419-1433, 1966.
- [4] C. T. Avedisian and J. Koplik, "Leidenfrost boiling of methanol droplets on hot porous/ceramic surfaces," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 30, pp. 379-393, 1987.
- [5] Y. M. Qiao and S. Chandra, "Experiments on adding a surfactant to water drop boiling on a hot surface," *Proc. R. Soc. London*, pp. 673-689, 1997.
- [6] C. T. Avedisian and M. Fatehi, "An experimental study of the Leidenfrost evaporation characteristics of emulsified liquid droplets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 31, pp. 1587-1603, 1988.
- [7] A. B. Wang, C. H. Lin, and C. C. Chen, "The critical temperature of dry impact for tiny droplet impinging on a heated surface," *Physics of Fluids*, vol. 12, pp. 1622-1625, 2000.
- [8] R. Rioboo, C. Tropea, and M. Marengo, "Outcomes from a drop impact on solid surfaces," *Atomization and Sprays*, vol. 11, pp. 155-165, 2001.
- [9] M. R. O. Panao and A. L. N. Moreira, "Heat transfer correlation for intermittent spray impingement: A dynamic approach," *International Journal of Thermal Sciences*, pp. 1853-1862, 2009.
- [10] J. E. Eckhause and R. D. Reitz, "Modeling heat transfer to impinging fuel sprays in direct-injection engines," *Atomization and Sprays*, vol. 5, pp. 213-242, 1995.
- [11] C. Arcoumanis and J. C. Chang, "Heat transfer between a heated plate and an impinging transient diesel spray," *Experiments in Fluids*, vol. 16, pp. 105-119, 1993.
- [12] A. L. N. Moreira and M. R. O. Panao, "Heat transfer at multiple-intermittent impacts of a hollow cone spray," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 4132-4151, 2006.
- [13] C. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea, "Droplet-wall collisions: Experimental studies of the deformation and breakup process," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 21, pp. 151-173, 1995.
- [14] C. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea, "Experimental studies of the deposition and splashing of small liquid droplet impinging on a flat surface," *Proc. ICLASS, Rouen, France*, 1994.
- [15] M. Marengo and C. Tropea, "Aufprall von Tropfen auf Flüssigkeitsfilme," *DFG, Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben, Tr. 194/10*, 1999.
- [16] W. Samenick, "Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit Schubspannungsgetriebenen Wandfilmen," *Thesis PhD, Universität Karlsruhe*, 1997.
- [17] C. D. Stow and M. G. Hadfield, "An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface," *Proc. R. Soc. London* vol. A373, pp. 419-441, 1981.

- [18] C. Amiel, "Application de techniques optiques à l'étude du comportement dynamique et thermique de gouttes en interaction avec une paroi chauffée," *Thesis PhD, ENSAE*, 2003.
- [19] J. Dewitte, "Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée," *Thesis PhD, ENSAE*, 2006.
- [20] G. E. Cossali, M. Marengo, and M. Santini, "Single-drop empirical models for spray impact on solid walls: a review," *Atomization and Sprays*, vol. 15, pp. 699-736, 2005.
- [21] J. Dewitte, P. Berthoumieu, and G. Lavergne, "An experimental study of droplet hot wall interactions and a survey of the splashing regime," *5th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy conversion, ISMF 05, Xi'an, China, 3-6 July 2005*.
- [22] L. H. J. Wachters and N. A. J. Westerling, "The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state," *Chemical Engineering Science*, vol. 21, pp. 1047-1056, 1966.
- [23] M. A. Gonzales, G. L. Borman, and R. D. Reitz, "A study of diesel cold starting using both cycle analysis and multidimensional calculations," *SAE Tech Paper*, vol. 910180, 1991.
- [24] A. P. Watkins and D. M. Wang, "A new model for diesel spray impaction on wall and comparison with experiments," *Proc. Comodia*, pp. 243-248, 1990.
- [25] A. Karl and A. Frohn, "Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls," *Physics of Fluids*, vol. 12, pp. 785-796, 2000.
- [26] N. Hatta, H. Fujimoto, K. Kinoshita, and H. Takuda, "Three-dimensional simulation of impingement of a liquid droplet on a flat surface in the Leidenfrost regime," *Physics of Fluids*, vol. 17, 1997.
- [27] L. Rayleigh, "On the Capillary Phenomena of Jets," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 29, pp. 71-97, 1879.
- [28] R.-H. Chen, S.-L. Chiu, and T.-H. Lin, "Resident time of a compound drop impinging on a hot surface," *Applied Thermal Engineering*, vol. 27, pp. 2079-2085, 2007.
- [29] N. Hatta, H. Fujimoto, H. Takuda, K. Kinoshita, and O. Takahashi, "Collision dynamics of a water droplet impinging on a rigid surface above the Leidenfrost temperature," *ISIJ International*, vol. 35, pp. 50-55, 1995.
- [30] C. X. Bai and A. D. Gosman, "Mathematical modelling of wall films formed by impinging sprays," *SAE Tech Paper*, 1996.
- [31] K. Park and A. P. Watkins, "Comparison of wall spray impaction models with experimental data on drop velocities and sizes," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 17, pp. 424-438, 1996.
- [32] M. Marengo, S. Sikalo, and C. Tropea, "Impact of drops on inclined dry surfaces," *Proc. ILASS Europe, Manchester, United Kingdom*, 1998.
- [33] R. Schmehl, H. Roskamp, M. Willmann, and S. Wittig, "CFD analysis of spray propagation and evaporation including wall film formation and spray/film interactions," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 20, pp. 520-529, 1999.
- [34] A. Moita and A. Moreira, "Development of empirical correlations to predict the secondary droplet size of impacting droplets onto heated surfaces," *Experiments in Fluids*, vol. 47, pp. 755-768, 2009.
- [35] 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*, vol. 29, pp. 167-177, 2008.
- [36] Z. Han, Z. Xu, and N. Trigui, "Spray/wall interaction models for multidimensional engine simulation," *Int. J. Engine. Res.*, vol. 1, pp. 127-, 2000.

- [37] G. E. Cossali, M. Marengo, and M. Santini, "Secondary atomisation produced by single drop vertical impacts onto heated surfaces," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 29, pp. 937-946, 2005.
- [38] A. S. Moita and A. L. N. Moreira, "Drop impacts onto cold and heated rigid surfaces: Morphological comparisons, disintegration limits and secondary atomization," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, pp. 735-752, 2007.
- [39] C. Mundo, "Zur Sekundärzerstäubung newtonscher Fluide an Oberflächen," *Thesis PhD, University of Erlangen, Germany*, 1995
- [40] K. Park, "Development of a non-orthogonal grid computer code for the optimisation of direct injection diesel engine combustion chamber shapes," *Thesis PhD, University of Manchester Institute of Science and Technology*, 1994.
- [41] A. L. Yarin and D. A. Weiss, "Impact of drops on solid surfaces ; self-similar capillary waves and splashing as a new type of kinematic discontinuity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 283, pp. 141-173, 1995.
- [42] J. D. Naber and P. Farrel, "Hydrodynamics of droplet impingement on a heated surface," *SAE Tech Paper*, 1993.
- [43] C. D. Stow and R. D. Steiner, "The physical products of splashing water drops," *J. Meteorol. Soc. Japan*, pp. 518-531, 1977.
- [44] S. W. Akhtar and A. J. Yule, "Droplet Impaction on a heated surface at high Weber Numbers," *ILASS Conference Proceedings Zurich*, 2-6 September 2001 2001.
- [45] C. X. Bai and A. D. Gosman, "Development of a methodology for spray impingement simulation," *SAE Tech Paper*, 1995.
- [46] A. Müller, E. Velios, K. Dullenkopf, and H. J. Bauer, "From single droplet to spray wall interaction - Multiple droplet chains," *ICLASS, Vail, Colorado, USA*, 2009.
- [47] J. D. Bernardin and I. Mudawar, "Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, pp. 2579-2593, 1997.
- [48] C. O. Pederson, "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*, vol. 13, p. 369, 1970.
- [49] S. Deb and S. C. Yao, "Analysis on film boiling heat transfer of impacting sprays," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 32, pp. 2099-2112, 1989.
- [50] G. E. Kendall and W. M. Rohsenow, "Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow," *Heat Transfer Laboratory, Massachusetts Institute of Technology*, 1978.
- [51] L. Bolle and J. C. Moureau, "Spray cooling of hot surface," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 1, pp. 1-97, 1982-11-01 1982.
- [52] K. Takeuchi, J. Senda, and K. Yamada, "Heat transfer characteristics and the breakup behavior of small droplets impinging upon a hot surface," in *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference Proceedings.*, Honolulu, HI, USA, 1983, pp. 165-172.
- [53] W. P. Klinzing, J. C. Rozzi, and I. Mudawar, "Film and transition boiling correlations for quenching of hot surfaces with water sprays," *Journal of Heat Treating*, vol. 9, pp. 91-103, 1992.
- [54] K. J. Choi and S. C. Yao, "Mechanisms of film boiling heat transfer of normally impacting spray," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 30, pp. 311-318, 1987.
- [55] I. V. Roisman and C. Tropea, "Fluctuating flow in a liquid layer and secondary spray created by an impacting spray," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 31, pp. 179-200, 2005.

- [56] A. L. Biance, F. Chevy, C. Clanet, G. Lagubeau, and D. Quere, "On the elasticity of an inertial liquid shock," *J. Fluid Mech.*, vol. 554, pp. 47-66, 2006.
- [57] Y. Guo and K. Mishima, "A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26, pp. 861-869, 2002.
- [58] P. Lavieille, "Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement; réactifs ou non, par utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs," *Thesis PhD, UHP Nancy*, 2001.
- [59] F. Lelong, "Expérimentation, modélisation et simulation de l'impact de gouttes d'eau sur le gainage gonflé des assemblages d'un coeur de REP en situation d'APRP," *Thesis PhD, UHP Nancy*, 2010.
- [60] F. P. Incropera, D. P. Dewitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, "Fundamentals of heat and mass transfer," *John Wiley & Sons, 6th Edition*.
- [61] J. Van Beeck and M. Riethmuller, "Non-intrusive measurement of temperature and size of single falling raindrops," *Applied Optics*, vol. 35, pp. 1633-1639, 1995.
- [62] M. Vetrano, S. Gauthier, J. van Beeck, P. Boulet, and J. Buchlin, "Characterization of a non-isothermal water spray by global rainbow thermometry," *Experiments in Fluids*, vol. 40, pp. 15-22, 2006.
- [63] P. Lavieille, F. Lemoine, G. Lavergne, and M. Lebouché, "Evaporating and combusting droplet temperature measurements using two-color laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 31, pp. 45-55, 2001.
- [64] J. Glovacki, "Further investigation into the fluorescence quenching of dyes by neutral salts," *Acta Physica Polonica*, vol. 15, pp. 767-780, 1964.
- [65] P. Lavieille, A. Delconte, D. Blondel, M. Lebouché, and F. Lemoine, "Non-intrusive temperature measurements using three-color laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 36, pp. 706-716, 2004.
- [66] G. Castanet, "Etude aérothermique d'un jet de goutte monodisperse en évaporation et en combustion à l'aide de méthodes optiques," *Thesis PhD, NANCY 1*, 2004.
- [67] A. Delconte, "Fluorescence induite par laser multibande appliquée à la mesure de température dans les milieux complexes," *Thesis PhD, INPL, Nancy*, 2009.
- [68] A. Labergue, V. Deprédurand, A. Delconte, G. Castanet, and F. Lemoine, "New insight into two-color LIF thermometry applied to temperature measurements of droplets," *Experiments in Fluids*, vol. 49, pp. 547-556, 2010.
- [69] J. A. Sutton, B. T. Fisher, and J. W. Fleming, "A laser-induced fluorescence measurement for aqueous fluid flows with improved temperature sensitivity," *Experiments in Fluids*, vol. 45, pp. 869-881, 2008.
- [70] J. Sakakibara and R. J. Adrian, "Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 26, pp. 7-15, 1999.
- [71] J. Sakakibara and R. J. Adrian, "Measurement of temperature field of a Rayleigh-Bénard convection using two-color laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 37, pp. 331-340, 2004.
- [72] M. Shafii, C. Lum, and M. Koochesfahani, "In situ LIF temperature measurements in aqueous ammonium chloride solution during uni-directional solidification," *Experiments in Fluids*, vol. 48, pp. 651-662.
- [73] S. M. Soloff, R. J. Adrian, and Z. C. Liu, "Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry," *Measurement Science and Tehcnology*, vol. 8, pp. 1441-1454, 1997.
- [74] V. Depredurand, "Approche expérimentale de l'évaporation de sprays de combustibles multicomposant," *Thesis PhD, LEMTA*, 2009.

- [75] N. Damaschke, G. Gouesbet, G. Gréhan, H. Mignon, and C. Tropea, "Response of Phase Doppler Anemometer Systems to Nonspherical Droplets," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 1752-1761, 1998.
- [76] A. Lecuona, P. A. Sosa, P. A. Rodriguez, and R. I. Zequeira, *Volumetric characterization of dispersed two-phase flows by digital image analysis* vol. 11. Bristol, ROYAUME-UNI: Institute of Physics, 2000.
- [77] J. B. Blaisot and J. Yon, "Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: Application to the Diesel spray," *Experiments in Fluids*, vol. 39, pp. 977-994, 2005.
- [78] J. T. Kashdan, J. S. Shrimpton, and A. Whybrew, "Two-Phase Flow Characterization by Automated Digital Image Analysis. Part 1: Fundamental Principles and Calibration of the Technique," *Particle & Particle Systems Characterization*, vol. 20, pp. 387-397, 2003.
- [79] K. S. Kim and S. K. Kim, "Drop sizing and depth-of-field correction in tv imaging," *Atomization and Sprays*, vol. 4, pp. 65-78, 1994.
- [80] D. Lebrun, C. E. Touil, and C. Özkul, "Methods for the deconvolution of defocused-image pairs recorded separately on two CCD cameras: application to particle sizing," *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 6375-6381, 1996.
- [81] H. Malot and J.-B. Blaisot, "Droplet Size Distribution and Sphericity Measurements of Low-Density Sprays Through Image Analysis," *Particle & Particle Systems Characterization*, vol. 17, pp. 146-158, 2000.
- [82] E. Fantini, L. Tognotti, and A. Tonazzini, "Drop size distribution in sprays by image processing," *Computers and Chemical Engineering*, vol. 14, pp. 1201-1211, 1990.
- [83] K. U. Koh, J. Y. Kim, and S. Y. Lee, "Improvement of Pattern Recognition Algorithm for Drop Size Measurement," *Atomization and Sprays*, vol. 9, pp. 313-329, 1999.
- [84] B. Richter, K. Dullenkopf, and H. J. Bauer, "Investigation of secondary droplet characteristics produced by an isooctane drop chain impact onto a heated piston surface," *Experiments in Fluids*, vol. 39, pp. 351-363, 2005.
- [85] A. Müller, K. Dullenkopf, and H.-J. Bauer, "Application of an Extended Particle Tracking Method to Analyze Droplet Wall Interaction," in *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2008.
- [86] K. J. Hay, Z. C. Liu, and T. J. Hanratty, "A backlighting imaging technique for particle size measurements in two-phase flows," *Experiments in Fluids*, vol. 25, pp. 226-232, 1998.
- [87] J. Y. Kim, J. H. Chu, and S. Y. Lee, "Improvement of Pattern Recognition Algorithm for Drop Size Measurement," *Atomization and Sprays*, vol. 4, pp. 65-78, 1999.
- [88] S. Beucher and F. Meyer, "The morphological approach of segmentation: the watershed transformation," *Mathematical Morphology in Image Processing*, Marcel Dekker, New York, Dougherty E., 1992.
- [89] N. Chenouard, I. Bloch, and J.-C. Olivo-Marin, "Multiple hypothesis tracking in cluttered condition," in *International Conference on Image Processing Cairo*, Egypt 2009.
- [90] D. B. Reid, "An algorithm for tracking multiple targets," *IEEE Trans. on Automatic Control*, vol. AC, pp. 843-854, 1979.
- [91] K. U. Koh, J. Y. Kim, and S. Y. Lee, "Determination of In-focus Criteria and Depth of Field in Image Processing of Spray Particles," *Atomization and Sprays*, vol. 11, pp. 317-333, 2001.
- [92] S. Lee and Y. Kim, "Sizing of spray particles techniques using image processing technique," *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 18, pp. 879-894, 2004.

- [93] H. Lamb, "Hydrodynamics," *6th Edition, Cambridge University Press*, 1932.
- [94] I. V. H. Roisman, K. and C. Tropea, "Spray impact: Rim transverse instability initiating fingering and splash, and description of a secondary spray," *Physics of Fluids*, vol. 18, p. 102104, 2006.
- [95] G. Castanet, T. Liénart, and F. Lemoine, "Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, pp. 670-679, 2009.

ETUDE DE L'IMPACT DE GOUTTE SUR PAROI CHAUDE EN REGIME DE LEIDENFROST

Les impacts de gouttes sur paroi chaude sont présents dans de multiples domaines, tels que l'injection de diesel sous forme de spray dans des moteurs à combustions internes, ou le traitement thermique de l'acier dans le domaine de la sidérurgie. L'étude de l'interactions goutte/paroi permet de mieux comprendre les phénomènes thermiques mis en jeu, et ainsi d'aboutir à des économies d'énergies et d'eau. De nombreux travaux portent sur cette thématique, mais ils présentent des résultats divergents et uniquement basés sur l'étude de la paroi chaude. Cette thèse a pour but d'apporter des mesures expérimentales sur les caractéristiques inconnues en étudiant les gouttes. Pour cela, un dispositif expérimental a été mis au point afin de mener à bien l'ensemble des mesures souhaitées. Les diverses techniques de mesures de température utilisées sont présentées, et une attention plus particulière a été portée sur le développement de la technique de fluorescence induite par plan laser qui permet d'accéder au champ de température des gouttes durant leur impact. Cette méthode, combinée à une technique de thermographie par caméra infrarouge couplée à un modèle de conduction inverse, permet d'extraire les paramètres concernant l'aspect thermique, et de déterminer de nouvelles caractéristiques inédites, telles que l'échauffement des gouttes, l'évaporation relative de celles-ci ou encore l'efficacité de refroidissement. Les parts respectives jouées par la chaleur sensible et l'évaporation des gouttes sont tirées de cette dernière. Enfin, l'aspect dynamique est également abordé aboutissant au développement d'une technique d'ombroscopie rapide. Cette dernière a permis, grâce à la combinaison de mesures de diamètres précises et d'une fréquence d'acquisition élevée, d'extraire les paramètres dynamiques de l'impact tels que la vitesse et taille des gouttes, ou d'autres paramètres relatif au type d'impact rencontrés à l'aide d'un algorithme de suivi de particules développé durant la thèse.

Mot clés : transferts thermiques, Leidenfrost, impact de goutte, fluorescence induite par laser, thermographie infrarouge, ombroscopie, suivi de particule

STUDY OF THE DROPLET IMPACT ONTO A HEATED WALL IN THE LEIDENFROST REGIME

The droplet impact onto a heated wall interaction can be found in multiples fields, such as internal combustion engines or the steel industry, specially in the thermal treatment of the steel where high energy dissipation rate is required. The study of this interaction should grant a better understanding of this phenomena, and thus, allow the enhancement of these processes and reduce the energy and water consumption. Several studies have already been carried out on this sujet but a great majority of them, whose results present great divergence, only consider the heated wall, neglecting the outgoing of the droplet. This thesis put the emphasis on the liquid phase where currently no data exist to our knowledge, with the help of multiples experimental technics that have been developped. A general experimental setup has been made in order to make all the wanted measurements. The measurement techniques used in this study are first presented, to begin with the planar laser induced fluorescence, which allow us to know the droplet temperature during the impact. Used with an infrared thermography technique coupled with an inverse conduction model, it is possible to extract some important parameter regarding the thermal aspect, such as the droplet heating, the relative evaporation ratio or the cooling efficiency. This latter can be written as the sum of the two major contributions of the cooling: the sensible heat and the evaporation of the droplet. Finally, a high speed shadow imagery technique is presented. It has been developped in order to study the dynamic aspect of the droplet impact. This technique can determine several dynamic parameters such as the droplet speed and diameter, or other parameter regarding the type of impact encountered.

Keywords: heat transfer, Leidenfrost, droplet impingement, laser-induced fluorescence, infrared thermography, shadow imaging, particle tracking