



HAL
open science

Impacts de gouttes sur coussins d'air : surfaces super-hydrophobes, chaudes ou mobiles

Henri Lastakowski

► **To cite this version:**

Henri Lastakowski. Impacts de gouttes sur coussins d'air : surfaces super-hydrophobes, chaudes ou mobiles. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT : 2013LYO10324 . tel-00991489v3

HAL Id: tel-00991489

<https://theses.hal.science/tel-00991489v3>

Submitted on 25 Nov 2014

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

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

Université Claude Bernard Lyon 1
Institut Lumière Matière



THÈSE

en vue d'obtenir le grade de :

Docteur de l'Université Claude Bernard Lyon 1

Spécialité : Physique

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

Soutenance ayant eu lieu le 17 décembre 2013 par :

Henri LASTAKOWSKI

**Impacts de gouttes sur coussins d'air :
surfaces super-hydrophobes, chaudes ou
mobiles.**

sous la direction de :

**Christophe YBERT, Anne-Laure BIANCE
et Christophe PIRAT**

Après avis de :

Christophe JOSSERAND Directeur de recherche au CNRS, Université Paris VI
Laurent LIMAT Directeur de recherche au CNRS, MSC

Devant la commission d'examen formée de :

Anne-Laure BIANCE	Chargée de recherche, Université Lyon 1	Directrice
Christophe JOSSERAND	Directeur de recherche au CNRS, Université Paris VI	Rapporteur
Laurent LIMAT	Directeur de recherche au CNRS, MSC	Rapporteur
Xavier NOBLIN	Chargé de recherche, Université de Nice	Examinateur
Luc PETIT	Professeur, Université Lyon 1	Président
Christophe PIRAT	Maître de conférence, Université Lyon 1	Directeur
Christophe YBERT	Chargé de recherche, Université Lyon 1	Directeur

« Une goutte d'eau est une chose admirable : elle choisit toujours le chemin offrant le moins de résistance. »

extrait de *L'Extravagant Voyage du jeune et prodigieux T. S. Spivet* de Reif Larsen.

Remerciements

Ça y est, un peu plus de quatre ans après être arrivé à l'ILM (le LPMCN à l'époque), je clos finalement mon manuscrit de doctorat. Cette grande aventure ne s'est bien sûr pas effectuée seul, et je tiens à remercier toutes les personnes qui ont pu contribuer à ce travail.

Un des éléments déterminant qui m'a fait choisir de m'orienter vers une thèse plutôt que de partir directement dans l'enseignement est l'équipe au sein de laquelle j'ai pu évoluer, et les personnes qui m'ont encadré.

Par conséquent, difficile de commencer sans remercier Christophe Ybert, Christophe Pirat et Anne-Laure, mes trois directeurs de thèse. Travailler avec vous a vraiment été un plaisir et même si je ne suis pas encore certain de la carrière que je vais choisir, vous avez vraiment su me donner goût à la recherche. Je vous suis vraiment redevable de tout le temps que vous avez pu m'accorder, du jour où je suis arrivé en stage de M2 jusqu'à la fin de ma soutenance de thèse. Encore merci à vous trois.

Merci à Christophe Josserand, et Laurent Limat pour avoir su attendre que j'envoie mon manuscrit in extremis, et avoir passé de nombreuses heures à relire ce manuscrit, ainsi qu'à Luc Petit et Xavier Noblin pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Merci également à François, arrivé sur la fin de ma thèse pour prendre la relève sur les impacts, et avec qui j'ai beaucoup appris.

Merci à Choongyeop pour l'intérêt que tu as su porter aux expériences macros d'impacts de gouttes, même si ce n'était pas ton domaine à la base.

Le travail de cette thèse est également le fruit du travail de deux stagiaires, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler : Sandrine pour la partie concernant l'étude de l'influence de la viscosité des gouttes, et Emilie pour ce qui concerne la partie sur les surfaces mobiles. Merci à toutes les deux pour l'excellent travail et la motivation que vous avez su montrer.

Je tiens aussi à remercier vivement toutes les personnes qui ont pu m'apporter une aide précieuse dans mon travail : Gilles pour son aide technique, notamment pour concevoir le support de mon expérience, ainsi que Jean-Michel et François pour leur nombreux bricolages électroniques ayant grandement amélioré mes expériences.

Merci à tous les membres du laboratoire, principalement l'équipe *liquide et interface* et *biophysique* pour l'excellente ambiance qui y règne¹. Merci à Baudouin, Isaac, Kers-tin, Nico, Pauline, Antoine, Richard, Xixi, Alejandro, Vasilica, Marie-Julie, Menka,

1. Le nombre de pots ayant eu lieu durant mes années au laboratoire est tout bonnement impressionnant et est un excellent indicateur de la bonne ambiance qui y règne.

Catherine, Joseph, Simon, Igor, Loren, Félix, Alexis, Florence, Timothée, Xu, Ludivine, Ramon, Christelle, Catherine, Jean, Agnès, Cécile, Loïc, Bruno, Frédéric, Rémy, François, Lydéric, Stella, Osvanny, Alessandro, Ruben, Charlotte, Hélène, Jean-Paul. Vous allez tous beaucoup me manquer.

Merci à Marine et Maxime, deux sympathiques agriculteurs ardéchois chez qui j'ai rédigé une partie de ce manuscrit entre deux ramassages de myrtilles ou désherbages de champs de patates.

Merci à Baptiste pour les disques durs à qui tu as permis de donner une seconde vie "pour la science".

Je tiens également remercier mes nouveaux collègues de l'ENS de Lyon, notamment Valérie qui m'a permis de finir sereinement la fin de rédaction de ce manuscrit et la préparation de ma soutenance.

Merci à mes amis et à ma famille. Même si vous ne comprenez pas toujours ce que je fais², vous m'avez toujours poussé à avancer et donné tout votre soutien.

Merci à tous ceux que j'ai malencontreusement pu oublier dans ces remerciements, je m'en excuse.

Enfin, merci à Sara, qui sait pourquoi.

2. J'avoue que c'est également souvent mon cas.

Table des matières

1	Introduction générale	11
1.1	Cadre général de cette thèse	11
1.2	Écoulements proches d'une paroi solide	11
1.2.1	Glissements aux parois	13
1.2.2	Effets de rugosité	15
1.3	Écoulements à surfaces libres proche d'une paroi solide	16
1.3.1	Cas visqueux	16
1.3.2	Cas inertiel	18
1.3.2.1	Temps courts	18
1.3.2.2	Sollicitations rapides	19
1.3.2.3	Paradoxe	20
1.4	Impacts de gouttes	22
1.4.1	Applications	22
1.4.2	Différents types d'interactions	23
1.4.3	État de l'art	26
1.5	Vers une description plus quantitative	29
2	Dynamique locale d'impact	33
2.1	Deux situations modèles	35
2.1.1	Impacts sur surfaces chaudes	35
2.1.2	Impacts froids et mouillants	36
2.2	Dispositif expérimental	37
2.2.1	Propriétés des liquides utilisés	37
2.2.2	Montage	38
2.3	Mesures locales de vitesse	39
2.3.1	Principe et méthodes et mesure	39
2.3.2	Mesure de vitesse lors d'impact en caléfaction	45

2.3.3	Mesures locales de vitesse lors d'impact sur surface froide	48
2.4	Mesures locales d'épaisseur	49
2.4.1	Méthode de mesure	50
2.4.2	Profil d'épaisseur en caléfaction	54
2.4.3	Profils d'épaisseur sur surface froide	60
2.5	Conclusion	62
3	Dynamique globale d'impact	65
3.1	État de l'art	65
3.2	Caléfaction	66
3.2.1	Dynamique du bourrelet	66
3.2.1.1	Équation de la dynamique du bourrelet	66
3.2.1.2	Conditions initiales	69
3.2.1.3	Validation du modèle	72
3.2.1.4	Étalement maximal	73
3.2.1.5	Temps caractéristiques	75
3.2.2	Conclusion	76
3.3	Impacts froids	77
3.3.1	Temps caractéristiques	77
3.3.2	Épaisseur limite	78
3.3.3	Étalement maximal	78
3.3.4	Conclusion	80
3.4	Conclusion générale de ce chapitre	80
4	Impacts sur surfaces rugueuses	83
4.1	Impact sur défaut unique	83
4.1.1	Motivations	83
4.1.2	Réalisation de surfaces avec défaut	84
4.1.3	Nouveaux comportements	85
4.1.4	Démouillage de Culick	86
4.1.5	Critère de fragmentation sur défaut	91
4.2	Impacts sur surfaces texturées périodiques	94
4.2.1	Préparation et caractérisation des surfaces texturées	95
4.2.1.1	Photolithographie	96
4.2.1.2	Angles de contacts	96
4.2.2	Transition de mouillage	98

4.2.2.1	Critère d'empalement	99
4.2.3	Aire mouillée	103
4.2.4	Étalement	105
4.2.5	Coefficients de restitution	109
4.2.6	Conclusion	112
5	Impacts sur surfaces mobiles	113
5.1	Position du problème et observations	113
5.1.1	Position du problème	113
5.1.2	Dispositif expérimental	116
5.1.3	Observation de nouveaux comportements	118
5.2	Transition de rebond partiel	122
5.2.1	Caractéristiques du film liquide entraîné	122
5.2.2	Critère d'entraînement	125
5.2.2.1	Cas capillaire	129
5.2.2.2	Cas visqueux	129
5.2.2.3	Bilan	131
5.3	Conclusion	132
A	Méthode de mesure d'épaisseur par absorption lumineuse	139
A.1	Simulation de gouttes posées par méthode de considération de pupilles	139
A.2	Méthode de mesure	149
A.3	Incertitude de mesure	151

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Cadre général de cette thèse

Le travail effectué au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre très large des interactions entre interfaces solides et écoulements liquides. D'une manière générale, les effets des parois sur les liquides sont d'autant plus marqués que les échelles de longueurs considérées sont petites. En effet, pour un système de dimension caractéristique L , le rapport des effets surfaciques sur les effets volumiques (poids, inertie) varie comme $\frac{1}{L}$, et sont donc prépondérants à petite échelle.

Les différents modes d'interaction liquide/paroi sont nombreux : visqueux, capillaires, thermiques, électriques... Les cas qui nous intéressent principalement dans cette thèse correspondent aux cas visqueux et capillaires.

1.2 Écoulements proches d'une paroi solide

Afin de comprendre l'effet d'une paroi sur un écoulement, plaçons-nous pour commencer dans une situation d'un fluide newtonien en contact avec une paroi solide.

La paroi impose des conditions aux limites sur l'écoulement. La condition d'imperméabilité de la plaque impose à la composante perpendiculaire à la paroi de la vitesse d'être nulle. La composante tangentielle de la vitesse est quant à elle *a priori* quelconque. Une condition généralement admise est que, étant données les interactions importantes entre la paroi et le liquide à l'échelle moléculaire, la vitesse tangentielle de l'écoulement par rapport à la paroi est également nulle. Cette condition, dite de non-glissement, a été vérifiée expérimentalement pour des liquides simples sur des parois lisses, et est valable jusqu'aux échelles moléculaires nanométriques (Cottin-Bizzone

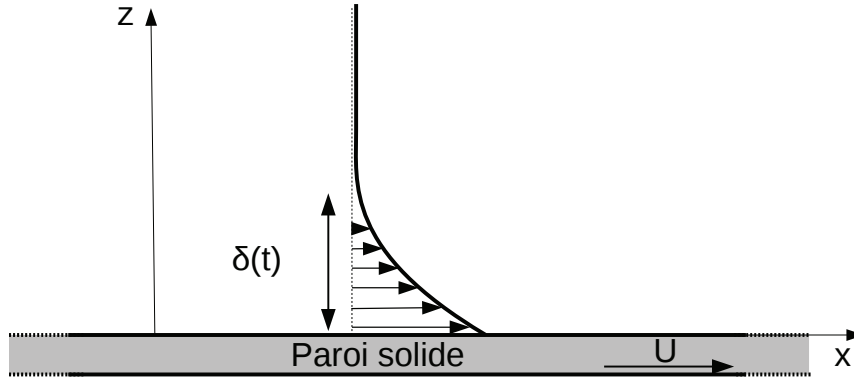


FIGURE 1.1 – Vue schématique du profil de vitesse d'un écoulement fluide au dessus d'une plaque solide infinie se déplaçant à vitesse constante U .

et al. [2005]).

Intéressons nous ici à un problème simple afin de dégager les idées principales des interactions visqueuses entre paroi et liquide. Un fluide simple, homogène et initialement au repos est en contact avec une paroi plane infinie, de vecteur normal \vec{e}_z , initialement immobile. A l'instant $t = 0$, cette plaque est mise en mouvement rectiligne uniforme à la vitesse $\vec{U} = U\vec{e}_x$ comme indiqué sur la figure 1.1. Notons ρ la masse volumique du fluide, η sa viscosité dynamique, et ν sa viscosité cinétique ($\nu = \frac{\eta}{\rho}$ par définition).

L'analyse des symétries et invariances de ce problème nous apprend que les profils de vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t)$ et de pression $P(\vec{r})$ sont de la forme :

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = v(z, t)\vec{e}_x \text{ et } P(\vec{r}) = P(z). \quad (1.1)$$

L'équation de Navier-Stokes, compte-tenu des invariances, s'écrit alors :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \text{ et } \frac{dP}{dz} = 0, \quad (1.2)$$

d'où une pression homogène dans le fluide, et une équation de diffusion pour la vitesse. L'influence de la paroi se fait donc ressentir sur des épaisseurs de l'ordre de $\delta(t)$, où $\delta(t)$ est appelée épaisseur de couche limite, et est telle que :

$$\delta(t) \sim \sqrt{\nu t}. \quad (1.3)$$

Cette couche limite, dont la théorie a été développée par Prandtl en 1905 (voir notamment Prandtl et Tietjens [1957]), nous donne donc l'épaisseur typique sur laquelle l'influence de la viscosité du liquide est ressentie. Une autre manière de le voir est qu'il faut un temps $\tau_{visqueux}(L) \sim \frac{L^2}{\nu}$ pour que l'influence de la paroi se fasse ressentir à une distance L de celle-ci, en raison de la viscosité.

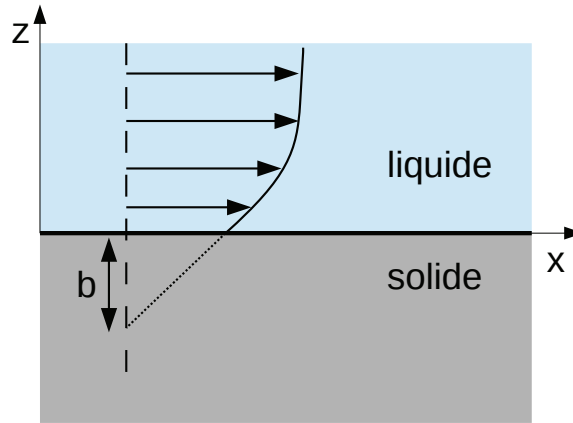


FIGURE 1.2 – Écoulement liquide à proximité d'une paroi immobile dans le cas d'un glissement non nul.

Considérons maintenant un objet solide de dimension typique L , plongé dans un liquide de viscosité cinématique ν dont la vitesse typique est U . Une particule fluide séjourne un temps typique $\tau_{inertiel} \sim \frac{L}{U}$ à proximité de cet objet. L'influence visqueuse du solide à une distance de l'ordre de sa propre dimension L apparaît quant à elle au bout d'un temps $\tau_{visqueux}(L) \sim \frac{L^2}{\nu}$. On peut considérer que les effets inertiels seront prépondérants par rapport aux effets visqueux si $\tau_{visqueux} \gg \tau_{inertiel}$, c'est-à-dire si $R_e \gg 1$ avec :

$$R_e = \frac{UL}{\nu} = \frac{\rho UL}{\eta}. \quad (1.4)$$

R_e est appelé le nombre de Reynolds et représente le rapport des effets inertiels sur les effets visqueux. Dans la limite $R_e \ll 1$, les effets inertiels peuvent être négligés devant les effets visqueux, et dans la limite $R_e \gg 1$, on peut négliger les effets visqueux devant les effets inertiels.

1.2.1 Glissements aux parois

Les considérations précédentes supposaient une condition de non-glissement du liquide sur le solide. Cette condition, bien qu'admise comme postulat dans la plupart des situations, n'est pas intuitive et sa validité a été discutée depuis les fondements de la dynamique des fluides par Navier (Navier [1823]), puis Maxwell (Maxwell [1879]). Un exemple de profil d'écoulement pour lequel le glissement est non nul est donné figure 1.2. Une façon de caractériser le glissement du liquide sur la paroi solide est de définir une longueur de glissement, notée b . Cette longueur de glissement est obtenue par extrapolation linéaire du profil de vitesse tangentielle à proximité de la paroi, comme

schématisé figure 1.2. De façon générale, la longueur de glissement peut s'écrire :

$$b = \frac{v_x(z=0)}{\frac{\partial v_x}{\partial z}(z=0)} \quad (1.5)$$

où v_x représente la vitesse tangentielle du liquide par rapport à la plaque, de normale \vec{e}_z , située en $z = 0$. Le cas étudié précédemment concernait la situation très courante où $b = 0$. La limite inverse $b \rightarrow \infty$ représente le cas où le glissement est infini, c'est-à-dire le cas où la friction visqueuse entre le liquide et le solide serait nulle (ce dernier cas est en général pris en première approximation à une interface liquide/gaz).

Pour des surfaces solides lisses, il a été observé que le mouillage avait une influence importante sur la longueur de glissement. Ces longueurs de glissement sont nanométriques, et augmentent avec l'hydrophobie de la surface (Barrat et Bocquet [1999], Cottin-Bizonne et al. [2005]), atteignant ainsi jusqu'à une dizaine de nanomètres.

Pour que l'effet de la non nullité de la longueur de glissement soit perceptible, il est nécessaire que cette dernière soit du même ordre de grandeur que les dimensions caractéristiques de l'écoulement. Or, même pour des dispositifs microfluidiques, des longueurs de glissement de l'ordre de la dizaine de nanomètres restent sans influence notable.

Il a récemment été montré que pour des surfaces texturées super-hydrophobes, constituées d'un arrangement périodique de micro-piliers, il est possible d'atteindre des longueurs de glissement allant jusqu'à la centaine de micromètres (Lee et al. [2011]). De telles longueurs de glissement peuvent être expliquées du fait que sur ce genre de surface, le liquide est dans un état "fakir", c'est-à-dire qu'il repose au sommet des piliers, sans en toucher le plancher. L'interface du liquide est alors une interface composite, constituée d'une part du haut des piliers, et d'autre part des interstices d'air au dessus desquels la friction est négligeable comparée à la friction sur solide. L'étude de Ybert et al. (Ybert et al. [2007]) a montré de façon théorique que sur ces surfaces, la longueur de glissement pouvait atteindre une centaine de micromètres, ce qui a été vérifié expérimentalement par Lee et al. (Lee et al. [2011]). De telles longueurs de glissement peuvent par conséquent diminuer de façon drastique la friction dans les dispositifs microfluidiques, et permet d'expliquer l'extraordinaire mobilité des gouttelettes à la surface de feuilles de lotus, elles-aussi constituées d'un arrangement super-hydrophobe de structures micrométriques et nanométriques (voir Richard [2000]).

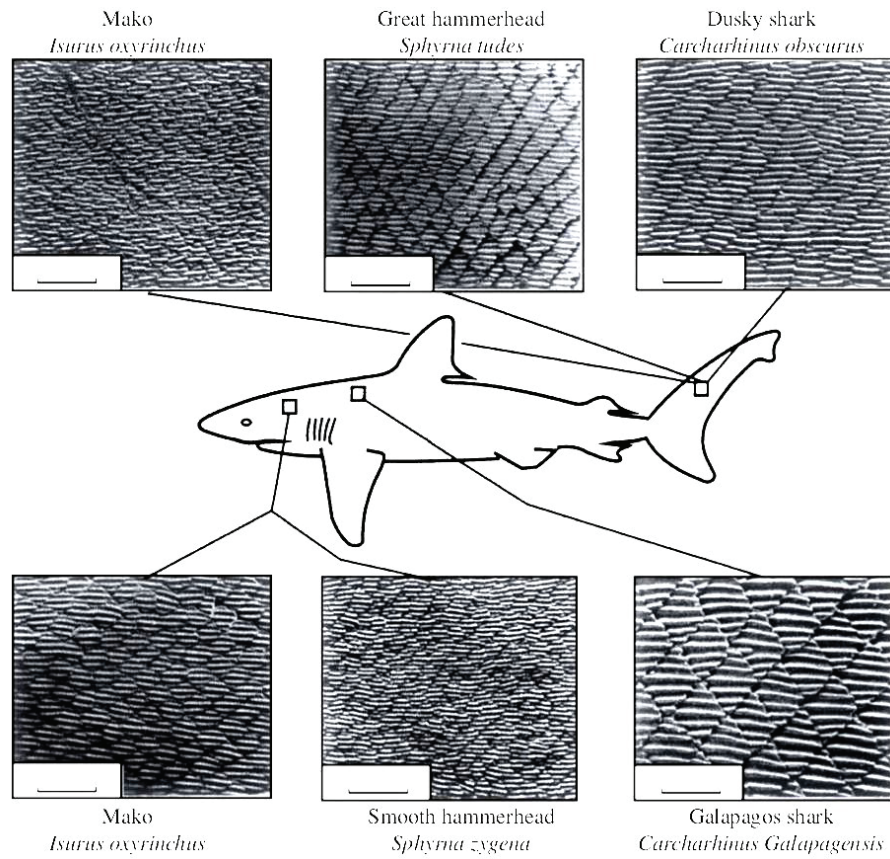


FIGURE 1.3 – Images réalisées au microscope des détails des écailles de divers requins rapides. Les barres horizontales représentent 0.5 mm. Extrait de Bechert et al. [2000].

1.2.2 Effets de rugosité

Nous venons de voir qu'une façon de moduler la friction visqueuse liquide-paroi est de modifier la longueur de glissement entre le liquide et le solide, en modifiant les propriétés chimiques et la micro-structure (voire la nano-structure) de la surface. La modulation de la friction liquide-paroi a ainsi, comme nous avons pu le voir, des répercussions sur les écoulements à des échelles microscopiques.

Une autre manière de moduler cette friction est d'adapter la géométrie de la surface à l'écoulement. Un exemple marquant de ces effets géométriques est celle des peaux de requins. La peau de requin est constituée de micro-rainures horizontales qui sont à l'origine d'une friction modérée entre le liquide et le requin (comparée au cas où la peau du requin serait lisse). Des images d'écailles de requins rapides réalisées au microscope sont montrées figure 1.3. On distingue clairement des rainures horizontales, d'environ $100 \mu\text{m}$ de largeur.

Si les mécanismes de réduction de traînée sont complexes et encore mal compris, il a été constaté que dans la gamme de vitesses de nage du requin, les dimensions caractéristiques des tourbillons formés par l'écoulement turbulent sont comparables à celle des rainures de leur peau, favorisant ainsi leur drainage vers l'arrière du requin et minimisant de la sorte les effets dissipatifs (Bechert et al. [2000], Dean [2010]). Des effets similaires de réduction de traînée, pouvant aller jusqu'à une dizaine de pour-cents, ont également pu être mesurés sur des surfaces rainurées (Dean [2010]), prouvant ainsi que la rugosité de surface peut effectivement permettre de moduler la friction liquide-solide.

1.3 Écoulements à surfaces libres proche d'une paroi solide

Jusqu'à présent, nous avons présenté uniquement des effets d'une paroi sur un écoulement dans le cas où la surface libre du liquide est sans influence. Les écoulements à surface libre ont une dynamique encore plus complexe dans le sens où la surface libre est à la fois un paramètre inconnu *a priori*, et qui a de plus des effets sur l'écoulement.

Considérons γ la tension de surface d'un liquide. Au passage de l'interface entre le liquide et l'atmosphère environnant, on sait que l'on a un saut de pression de Laplace (voir Laplace [1805]) tel que :

$$\Delta P = \gamma C \tag{1.6}$$

où C est la courbure de l'interface. Un gradient de courbure engendre donc un gradient de pression qui peut être à l'origine d'un écoulement, de même qu'un écoulement peut provoquer un gradient de pression qui engendre un gradient de courbure. Cet effet dû à l'interface libre sur l'écoulement confère donc une dynamique extrêmement riche à ce type de problème.

1.3.1 Cas visqueux

On s'intéresse ici aux cas où les effets capillaires sont contrebalancés par les effets visqueux, et par conséquent pour lesquels les effets inertiels peuvent être négligés.

Un exemple emblématique de balance visco-capillaire est celui de l'entraînement d'un film liquide lorsque l'on tire une plaque solide immergée dans un bain liquide, comme schématisé sur la figure 1.4. On suppose ici que le liquide mouille parfaitement le solide (angle de contact nul). On observe expérimentalement que, lorsque la plaque est tirée hors du bain liquide, un film liquide d'épaisseur e constante est entraîné avec

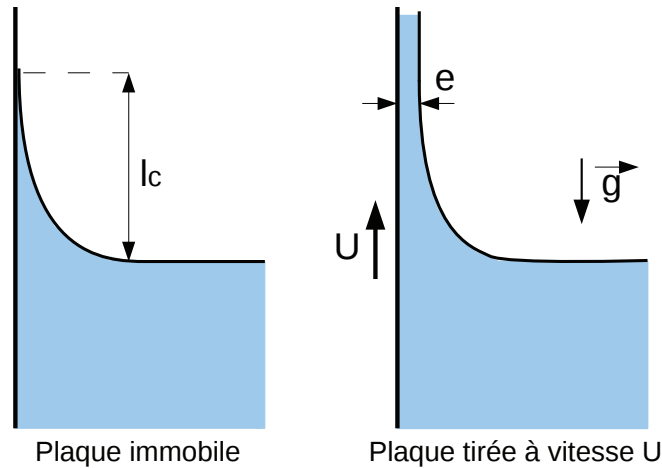


FIGURE 1.4 – Gauche : plaque plongée dans un liquide mouillant. Droite : plaque tirée de ce même bain liquide à vitesse U constante, et entraînant un film d'épaisseur e .

le solide, comme schématisé sur la figure 1.4. Ce phénomène est d'ailleurs largement utilisé dans l'industrie afin de réaliser des dépôts de films d'épaisseurs contrôlées sur des surfaces solides (procédé dit de "dip coating").

Le raisonnement permettant de prévoir l'épaisseur entraînée par la plaque est dû à Landau, Levich et Derjaguin (voir Landau et Levich [1942], Derjaguin [1943] et de Gennes et al. [2005]). Au repos, lorsque la plaque est immergée dans le bain liquide, le raccord entre le liquide et la plaque se fait au niveau d'un ménisque, dont la dimension l_c , dite longueur capillaire, est donnée par l'équilibre des forces capillaires et de pesanteur. Par analyse dimensionnelle, on a donc :

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}, \quad (1.7)$$

avec g l'accélération de pesanteur ($g = 9.81 \text{ m/s}^2$ à nos latitudes). Les longueurs capillaires de la plupart des liquides usuels sont millimétriques ($l_c = 3 \text{ mm}$ pour l'eau).

Lorsque la plaque est tirée vers le haut (voir figure 1.4), si on néglige les effets inertiels (c'est-à-dire si le nombre de Reynolds R_e est petit devant 1) et gravitaires ($e \ll l_c$), il s'établit un équilibre entre les forces visqueuses et les forces capillaires. Dimensionnellement, la force visqueuse par unité de volume est d'ordre $\frac{\eta U}{e^2}$.

Cette dernière est équilibrée par le gradient de pression capillaire. L'hypothèse du modèle de Landau, Levich et Dejarguin (modèle LLD) est de dire que le ménisque statique est peu perturbé par l'écoulement. Sur une zone de longueur l , la courbure du ménisque passe d'une courbure donnée par celle du ménisque statique, soit $\frac{1}{l_c}$, à une

courbure nulle. On a donc un gradient de pression capillaire égal à $\frac{\gamma}{ll_c}$. Pour déterminer la longueur l , il convient de rajouter la condition de raccord en pression (et donc de courbure) entre le ménisque statique et le ménisque dynamique. La courbure du ménisque dynamique est de l'ordre de la dérivée seconde de son épaisseur, soit $\frac{e}{l^2}$, on a alors $\frac{e}{l^2} \sim \frac{1}{l_c}$. L'équilibre des forces visqueuses et capillaires conduit donc à la relation :

$$\frac{\eta U}{e^2} \sim \frac{\gamma}{ll_c} \text{ avec } l \sim \sqrt{el_c}, \quad (1.8)$$

d'où :

$$\frac{e}{l_c} \sim \left(\frac{\eta U}{\gamma}\right)^{\frac{2}{3}} = Ca^{\frac{2}{3}}. \quad (1.9)$$

Cette équation fait apparaître un nombre sans dimension Ca tel que :

$$Ca = \frac{\eta U}{\gamma}. \quad (1.10)$$

Ca est appelé le nombre capillaire, et représente le rapport des effets visqueux sur les effets capillaires. L'équation 1.9 montre ainsi que l'épaisseur de liquide entraîné est entièrement contrôlée via les interactions visco-capillaires existant entre le solide et le liquide.

L'hypothèse du modèle LLD, comme d'autres modèles visco-capillaires tels que les problèmes d'imbibition capillaire, ou d'étalement de gouttes posées (voir Tanner [1979]), s'appuie sur le fait que l'inertie est négligeable, ce qui implique des vitesses mises en jeu lentes et que les régimes permanents sont atteints. Cette hypothèse est donc nécessairement remise en question dès lors que l'on considère des événements à dynamique rapide, c'est-à-dire des dynamiques à instants courts devant le temps d'établissement de la couche limite par exemple.

1.3.2 Cas inertiel

Contrairement à l'exemple précédent, nous ne nous plaçons plus dans une situation où l'inertie peut être négligée. Quelque soit le système considéré, le régime visco-capillaire est toujours établi durant un temps caractéristique τ . Pour des temps inférieurs à ce temps τ , l'inertie ne peut pas être négligée.

Dans d'autres systèmes où la sollicitation du liquide est rapide, l'inertie jouera toujours un rôle prépondérant.

1.3.2.1 Temps courts

Une des premières configurations dans laquelle l'inertie ne peut pas être négligée devant les effets visqueux ou capillaires est obtenue en se plaçant à des instants courts

devant l'établissement d'un régime permanent.

L'exemple précédent du modèle LLD considérait en effet un régime permanent, et des sollicitations lentes, d'où la conclusion d'un régime visco-capillaire. Or le ménisque, statique ou dynamique, met un certain temps à s'établir en raison de l'inertie du liquide.

Clanet et Quéré (Clanet et Quéré [2002]) ont montré que dans le cas de fibres de rayon r plongées dans un liquide, dans des situations où les effets visqueux et gravitaires sont négligeables devant les effets capillaires ($Ca \ll 1$ et $r \ll l_c$), le temps caractéristique τ d'établissement du ménisque est tel que :

$$\tau \sim \sqrt{\frac{\rho r^3}{\gamma}}. \quad (1.11)$$

Ce temps caractéristique τ , dépendant de la dimension r du système, nous donne donc une échelle de temps en dessous de laquelle les effets inertiels ne pourront jamais être négligés devant les effets capillaires.

1.3.2.2 Sollicitations rapides

En dehors des considérations à temps courts, pour la plupart des systèmes macroscopiques (en général à partir de l'échelle millimétrique), l'énergie cinétique du fluide est dominante par rapport à l'énergie de surface des interfaces fluides, ce qui ne permet donc pas de négliger leur inertie. Pour un système de dimension et de vitesse caractéristiques respectivement L et U , l'énergie cinétique E_{cin} est d'ordre :

$$E_{cin} \sim \rho L^3 U^2, \quad (1.12)$$

alors que l'énergie de surface E_S est d'ordre :

$$E_S \sim \gamma L^2. \quad (1.13)$$

Une façon de déterminer si les effets inertiels sont prépondérants ou non devant les effets capillaires est de considérer le nombre de Weber W_e , qui est le rapport de ces deux énergies :

$$W_e = \frac{E_{cin}}{E_S} = \frac{\rho L U^2}{\gamma}. \quad (1.14)$$

Les grands nombres de Weber représentent donc des situations où la capillarité est négligeable devant l'inertie, et vice-versa. Soulignons que le nombre de Weber représente aussi le carré du rapport du temps capillaire $\sqrt{\frac{\rho L^3}{\gamma}}$ divisé par le temps convectif $\frac{L}{U}$.

Les régimes visco-capillaires ont été davantage étudiés que les régimes inertio-capillaires du fait que pour ces derniers, leur étude nécessite en général des techniques

d'imagerie rapide. Citons néanmoins quelques études récentes concernant certains de ces régimes.

Les effets de mouillage se sont en effet révélés comme facteur clé de l'effet théière : on a tous ou presque fait cette expérience qui consiste à transvaser un liquide d'un récipient à un autre et on sait qu'il est extrêmement fréquent que celui-ci adhère aux parois et s'écoule le long de celles-ci. Duez et al. (Duez et al. [2010]) ont montré que cet effet peut être annihilé en utilisant un goulot de théière traité de façon hydrophobe (voir figure 1.5 (a) et (b)).

De la même manière, dans le cas d'impacts d'objets solides dans des liquides, il a été montré (Duez et al. [2007], Duez [2009]) qu'un simple changement de chimie de surface d'un matériau peut avoir des conséquences très importantes au niveau macroscopique. La figure 1.5 (c) et (d) montre les effets engendrés par l'impact d'une bille hydrophile ou hydrophobe dans un réservoir d'eau. Dans les mêmes conditions d'impact, la bille hydrophile est enrobée par le liquide alors que la bille hydrophobe entraîne avec elle une cavité d'air macroscopique.

Citons enfin Noblin et Celestini [2012] qui ont montré que lorsqu'un jet impacte une surface solide traitée de façon hydrophobe, ce jet peut rebondir sur cette surface solide. En variant le mouillage du liquide sur ces surfaces, Noblin et Celestini ont ainsi montré que les paramètres de rebond du jet dépendent notablement du mouillage du liquide sur la surface considérée (voir figure 1.5 (e), (f) et (g)).

1.3.2.3 Paradoxe

Les trois exemples cités précédemment (effet théière, impact d'objets dans des liquides et rebond de jets) montrent clairement une influence forte des effets capillaires sur des écoulements à l'échelle macroscopique. Dans chacun de ces exemples, les dimensions caractéristiques des écoulements sont de l'ordre du millimètre ou du centimètre, et les vitesses caractéristiques sont de l'ordre du mètre par seconde. Les nombres de Weber considérés sont donc au minimum de l'ordre de 15-150.

Pour de tels nombres de Weber, on s'attend donc à ce que les propriétés de mouillage ne jouent qu'un rôle minime sur les écoulements. Pourtant il a bien été constaté que ces écoulements peuvent être considérablement influencés par ces propriétés capillaires, même dans des situations où les énergies de surfaces ne représentent qu'une très faible proportion de l'énergie totale mise en jeu. Ces effets sont notamment dus à l'existence d'échelles de longueurs et de vitesses intermédiaires.

Nous verrons au cours de cette thèse qu'il en est de même pour les impacts de gouttes

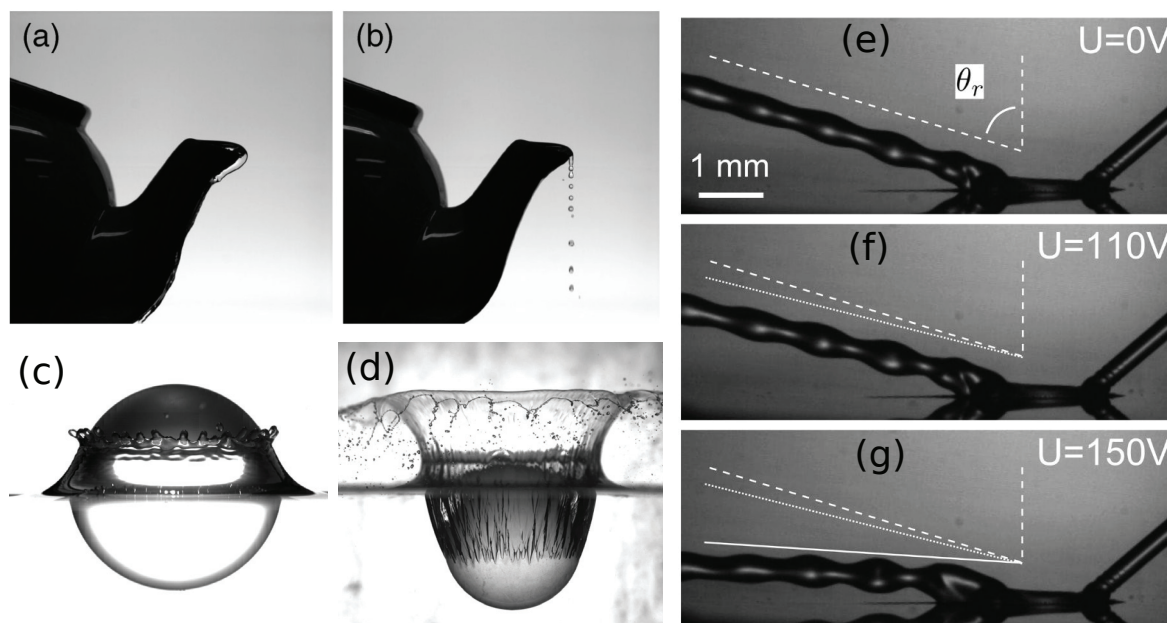


FIGURE 1.5 – (a) Écoulement d'eau en sortie du goulot d'une théière après réduction du débit, le goulot étant hydrophile. (b) Écoulement d'eau en sortie du goulot d'une théière après réduction du débit, le goulot étant hydrophobe. Images extraites de Duez et al. [2010]. (c) et (d) : Photographies d'une bille en verre de 3.9 cm de diamètre chutant dans de l'eau à environ 1 m/s. La seule différence entre ces deux billes est que l'une est hydrophile ((c) : angle de contact mesuré plus petit que 30°), alors l'autre est traitée hydrophobe ((d) : angle de contact de l'ordre de 120°). (e), (f) et (g) : Rebonds d'un jet d'eau de vitesse 1.8 m/s sur des surfaces dont le mouillage est contrôlé électriquement : les angles de contact statiques sur ces surfaces sont : 110° (e), 90° (f) et 78° (g), extrait de Noblin et Celestini [2012].

sur des surfaces solides. Les gouttes de pluie ont une vitesse typique d'environ $U = 5$ m/s et un rayon caractéristique $R = 1$ mm. Dans toute cette thèse, nous considérerons les nombres de Reynolds et de Weber construits sur le rayon des gouttes, soit :

$$R_e = \frac{RU}{\nu} \text{ et } W_e = \frac{\rho RU^2}{\gamma}, \quad (1.15)$$

ce qui donne pour la pluie des nombres de Reynolds et de Weber respectivement de l'ordre de $R_e = 5000$ et $W_e = 360$. On pourrait donc *a priori* penser que l'influence des forces visqueuses et capillaires sur l'étalement des gouttes est faible, toutefois nous verrons dans cette thèse que ces forces sont primordiales dans l'étude du phénomène d'impact de gouttes.

1.4 Impacts de gouttes

Le phénomène mêlant des effets inertiels, visqueux et capillaires auquel nous nous sommes intéressés est celui des impacts de gouttes sur des surfaces solides. Ce phénomène, bien qu'*a priori* très simple, possède une dynamique extrêmement riche, due notamment aux différents mécanismes d'interaction solide-liquide mis en jeu.

Même si une étude approfondie de ce phénomène nécessite aujourd'hui l'usage de caméras rapides, des observations très détaillées ont été effectuées il y a presque un siècle et demi par Worthington (Worthington [1876]) grâce à un système de déclenchement de flash lumineux.

1.4.1 Applications

En dehors de son intérêt fondamental et de l'esthétique des motifs formés par la goutte durant l'impact, ce phénomène possède de très nombreuses applications industrielles. Par exemple la dynamique d'un spray dépend à la fois de la dynamique de collisions binaires de gouttes au sein de celui-ci et bien sûr de la dynamique d'impacts de gouttes sur un mur solide.

Les impacts sur surfaces solides présentent également un intérêt dès qu'il s'agit de recouvrir une surface solide par un liquide comme dans le cas des imprimantes à jets d'encre pour lesquelles on souhaite avoir une goutte qui s'étale sans se fragmenter. Il y a donc nécessairement un compromis à trouver entre la vitesse d'impression et l'existence de ce phénomène dit de "splash".

En agriculture, lors de la pulvérisation de pesticides, il est préférable d'avoir des gouttes qui s'étalent sans se rétracter pour couvrir au maximum les feuilles à traiter (voir Bergeron et al. [2000]), et sans rebondir, ce qui polluerait les sols.

Pour ces derniers exemples qui concernent le recouvrement d'une surface solide par du liquide, il est également nécessaire de posséder des données quantitatives quant à l'épaisseur des films formés lors des impacts de gouttes.

Un autre intérêt porté à ce phénomène concerne le refroidissement de surfaces solides par une pulvérisation de gouttes liquides. Dans cette situation, les effets thermiques sont mêlés aux aspects purement mécaniques (Wachters et Westerling [1966]). Aujourd'hui, la principale limitation aux refroidissements par spray liquide vient du fait que lorsque l'on approche un liquide d'une surface ayant une température bien supérieure à la température d'ébullition du liquide, celui-ci s'évapore suffisamment rapidement pour renouveler sans cesse un film de vapeur qui l'isole thermiquement de la surface à refroidir.

dir. Cet effet est nommé effet Leidenfrost (Leidenfrost [1756]), ou caléfaction, et est la principale limitation du refroidissement de surfaces solides par sprays liquides. Cette limitation peut néanmoins être complètement annihilée en modifiant les interactions solide-liquide au moyen de nanofibres de polymères, comme l'ont montré Weickgenannt et al. (Weickgenannt et al. [2011]).

1.4.2 Différents types d'interactions

Une des problématiques principales de cette thèse est de comprendre l'influence des interactions liquide-solide sur la dynamique d'impact de gouttes.

Une première façon de faire varier l'influence de la paroi est de passer d'une surface solide lisse à une surface solide rugueuse, l'écoulement fluide interagissant ainsi avec les aspérités de la surface. Il a ainsi été montré par Xu et al. (voir Xu [2007]) que la rugosité jouait un rôle essentiel pour l'apparition du phénomène de splash, c'est-à-dire l'éjection de gouttelettes satellites qui se détachent du reste de la goutte. Des illustrations de l'effet de rugosité sur l'apparition du splash sont données figure 1.6.

Comme nous l'avons vu précédemment, sur une surface lisse et mouillante, les longueurs de glissement sont telles que leur influence est négligeable à l'échelle macroscopique. En revanche, nous avons vu que sur des surfaces texturées super-hydrophobes, en raison des interstices d'air entre les piliers, les longueurs de glissement peuvent atteindre des dimensions telles que la friction visqueuse entre la goutte liquide et le solide peut se voir fortement diminuer. Moduler la microstructure hydrophobe de la surface permet donc également de faire varier la friction entre le liquide et le substrat solide. Toutefois, comme on peut le voir sur la figure 1.7, les impacts sur surfaces texturées super-hydrophobes ne possèdent pas la propriété d'annuler complètement les effets visqueux. On remarque en effet une anisotropie lors de l'étalement de goutte, dont les directions correspondent aux axes de symétrie de la micro-structure de la surface. Ce phénomène, appelé impact cristallographique, a été interprété (voir Reyssat [2007], Tsai et al. [2009]) comme étant dû aux interactions entre les écoulements d'air entre les interstices des micro-piliers et l'écoulement liquide au-dessus de ces derniers.

Puisque la diminution de friction entre le liquide et le solide sur les surfaces texturées super-hydrophobes est attribuée à l'air compris entre les interstices de la structure, la façon dont il est possible de diminuer *a priori* au maximum les effets de viscosité entre le solide et le liquide est d'intercaler un film d'air entre le solide et le liquide, et de supprimer ainsi tout contact liquide-solide. Dans ce genre de configuration, le liquide glisse sur un coussin d'air, et l'influence du solide se limite essentiellement à

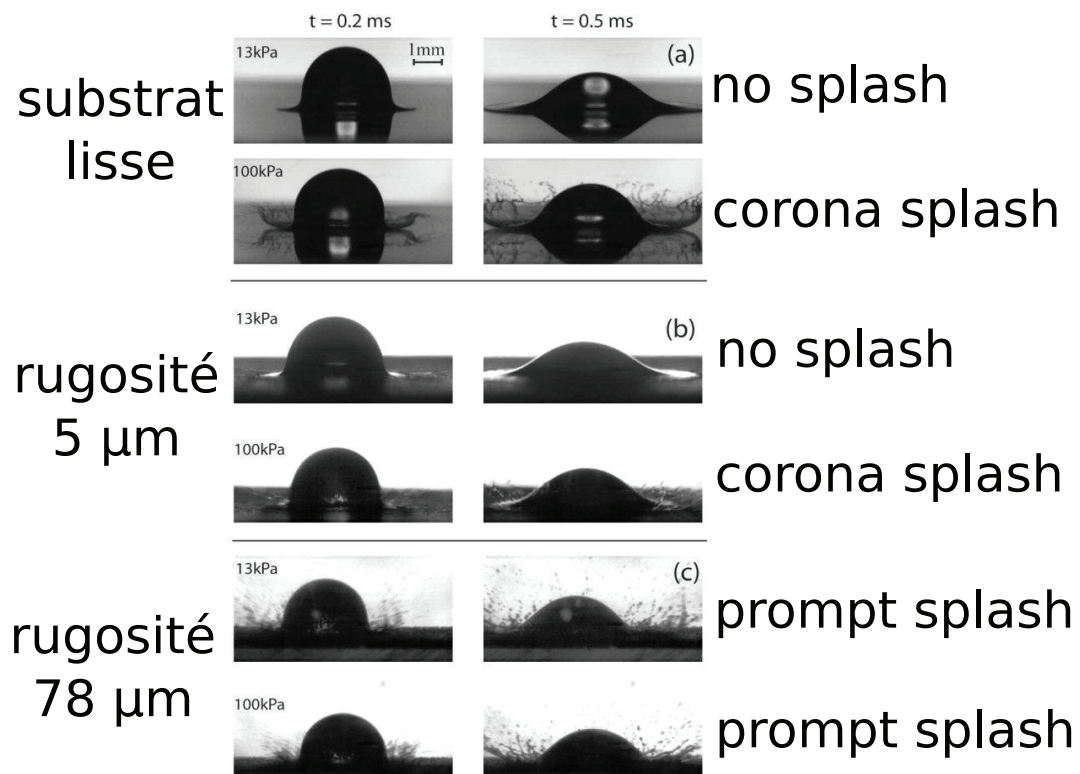


FIGURE 1.6 – Chronophotographies d'un impact de goutte d'éthanol de 1.7mm de rayon impactant différentes surfaces. (a) : surface en verre lisse. (b) Papier de verre de grains de $5 \mu m$. (c) Papier de verre de grains de $78 \mu m$. Chaque impact a été réalisé à 2 pressions différentes (13kPa et 100kPa), et est montré à deux instants distincts (0.2 ms et 0.5 ms). Extrait de Xu [2007].

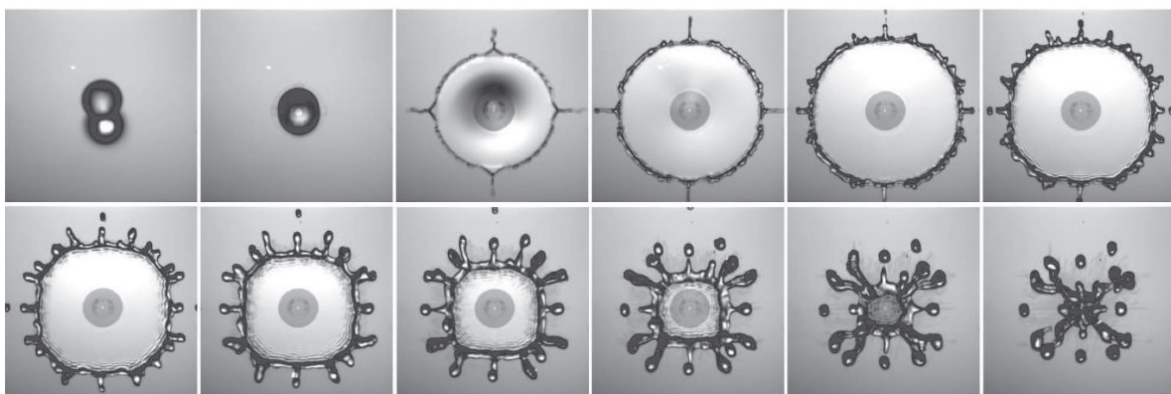


FIGURE 1.7 – Impact d'une goutte d'eau de vitesse $U = 2.9$ m/s et de rayon initial $R = 1.9$ mm sur un réseau carré de piliers micrométriques super-hydrophobes. Chaque image est séparée de 1 ms. Extrait de Reyssat [2007]

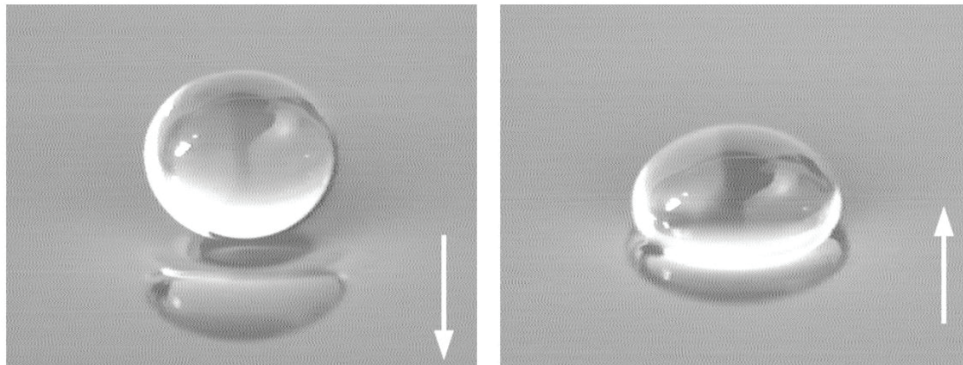


FIGURE 1.8 – Photographies d’une goutte de 2 mm de diamètre rebondissant à la surface d’un liquide vibré. Les flèche indiquent le sens de déplacement de la surface liquide. Images extraites de Couder et al. [2005].

une condition de non-interpénétration du liquide. Cette situation de friction quasi nulle peut parfois être observée dans une tasse de café où il arrive qu’une goutte de café ne coalescence pas avec le reste du liquide mais flotte à sa surface, en se déplaçant très facilement grâce au film d’air intercalé entre la goutte et le reste du liquide (Neitzel et Dell Aversana [2002]).

Diverses façons d’intercaler un film d’air de façon contrôlée en dessous d’un écoulement liquide sont possibles. Citons notamment les gouttes déposées sur une surface liquide vibrée proche du seuil d’apparition d’instabilité de Faraday. Ces gouttes présentent la particularité de rebondir sur la surface liquide, sans coalescer, en interagissant avec les ondes capillaires engendrées par leur propre rebond, illustrant les notions de dualité onde-corpuscule de la mécanique quantique (voir Couder et al. [2005] et figure 1.8). Une autre manière d’intercaler un film d’air est de créer un écoulement en dessous d’une goutte liquide, ce qui peut amener une force de portance suffisante pour faire léviter la goutte. Il a ainsi été observé par Pirat et al. [2010] qu’une goutte déposée dans un ressaut hydraulique ne coalesce pas, et se déplace librement à l’intérieur de celui-ci.

Toutefois, l’exemple de goutte lévitant sur coussin d’air le plus simple à mettre en oeuvre est sans doute celui de caléfaction, ou effet Leidenfrost (Leidenfrost [1756]) déjà évoqué auparavant. Lorsqu’un liquide est approché d’une surface solide portée à une température bien supérieure à celle d’ébullition du liquide, le liquide peut s’évaporer suffisamment rapidement pour léviter sur son propre coussin de vapeur. Ce film de vapeur isole thermiquement la goutte de la surface solide et lui permet d’avoir des

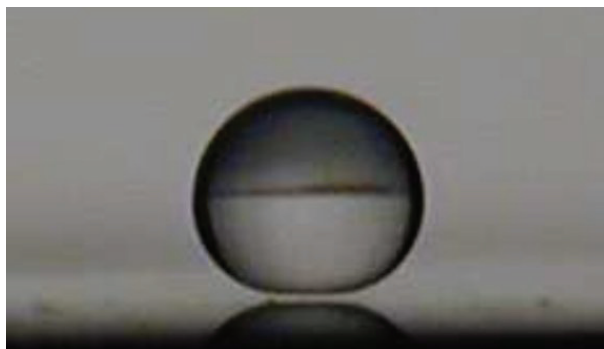


FIGURE 1.9 – Vue d’une goutte d’eau en caléfaction (extrait de Biance et al. [2003]). La hauteur de la goutte est d’environ 1 mm. On distingue le film d’air entre la goutte et la surface solide.

durées de vie considérablement accrues par rapport au cas où elle serait en contact (la durée de vie d’une goutte d’eau millimétrique sur une plaque chauffée à environ 200°C est de l’ordre de la minute, contre une fraction de seconde dans le cas où elle est en contact avec une plaque à 100°C). L’autre effet de ce film de vapeur est de lubrifier le contact liquide-solide : Vakarelski et al. (Vakarelski et al. [2011]) ont mesuré des réductions de traînée de l’ordre de 85 pour-cents pour des sphères immergées dans un liquide et chauffées au dessus de la température de Leidenfrost, leur permettant ainsi d’être entourées par un film de vapeur.

Les épaisseurs de ces films de vapeur pour des gouttes simplement posées ont été mesurées par diffraction lumineuse (Biance et al. [2003]) et sont de l’ordre de 60 μm , ce qui leur assure une très grande mobilité. Quiconque a déjà renversé au sol de l’air liquide a pu constater qu’en tombant, ces gouttes se déplaçaient librement sur le sol jusqu’à ce qu’elles rencontrent un obstacle. Lors d’impacts, ces films ont une épaisseur typique de l’ordre de 3 μm (Tran et al. [2012]).

Le phénomène de caléfaction sera ainsi largement exploité dans cette thèse afin de nous placer dans une situation de friction minimale entre le solide et le liquide.

1.4.3 État de l’art

Jusqu’à présent, la plupart des études effectuées concernent la dynamique globale de l’impact. Par exemple, Wachters et Westerling [1966], Range et Feuillebois [1998] et Bussmann et al. [2000] se sont intéressés au seuil d’apparition de splash, c’est-à-dire de fragmentation de gouttes, lors d’impacts sur surfaces solides. Il est évident que pour des applications d’impression ou de pulvérisation de pesticide, ce phénomène

est très rédhibitoire. Range et Feuillebois [1998] ont montré que pour un liquide et une surface donnés, le seuil de fragmentation ne semble faire apparaître qu'un nombre de Weber, dépendant toutefois du couple liquide-solide utilisé. Des études numériques complémentaires menées par Bussmann et al. [2000] ont ensuite mis en évidence un paramètre de splash K au delà duquel se produit la fragmentation, et en dessous duquel la goutte reste intègre :

$$K = We R_e^{\frac{1}{2}}. \quad (1.16)$$

Certains paramètres inattendus jouent également un rôle important dans la dynamique d'impact. Il a été montré récemment qu'en modifiant la pression ambiante ou la rugosité du substrat, le seuil d'apparition de splash est modifié (Xu et al. [2005], Xu [2007], Latka et al. [2012]) suivant des mécanismes *a priori* différents. En effet, la rugosité a tendance à favoriser l'apparition du splash à temps court (voir "prompt splash" de la figure 1.6 page 24), visible dès que le liquide entre contact avec la surface rugueuse. Les interactions avec l'air environnant, modulables par variation de pression, sont quant à elle responsables de la déstabilisation de la lamelle liquide qui se forme à la périphérie de la goutte lors de son étalement (voir "corona splash" de la figure 1.6 page 24).

Une autre question essentielle qui se pose pour le phénomène d'impact de goutte est de savoir quelle extension maximale va atteindre la goutte lors de son étalement. L'étude de l'étalement maximal a été initiée par Chandra et Avedisian (Chandra et Avedisian [1991]) et reprise notamment par Clanet et al. (Clanet et al. [2004]) lors d'impacts sur surfaces super-hydrophobes. Dans ces études des arguments de conservation globaux sont avancés afin d'expliquer cette dynamique. Prenons le cas d'un impact sur surface super-hydrophobe où l'on néglige la friction entre le solide et le liquide. L'argument de Clanet et al. [2004] est de dire que durant l'impact, la goutte de rayon initial R passe d'une vitesse initiale U à une vitesse finale nulle en un temps de l'ordre de $\tau = \frac{R}{U}$. Elle est donc soumise à une accélération effective de l'ordre de $\frac{U}{\tau} = \frac{U^2}{R}$. Or on sait qu'une goutte non mouillante soumise à une accélération g (le plus souvent il s'agit de l'accélération de pesanteur) a une épaisseur maximale de l'ordre de la longueur capillaire $\sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$. En tenant compte de l'accélération effective, très supérieure à l'accélération de pesanteur (pour une goutte de 1 mm de rayon impactant à 1 m/s, cette accélération est de l'ordre de 100g), on aboutit au résultat :

$$R_{max}^* = \frac{R_{max}}{R} \sim We^{\frac{1}{4}}. \quad (1.17)$$

De la même façon, Clanet et al. [2004] ont estimé l'étalement maximal dans le cas d'impacts où toute l'énergie cinétique est dissipée par viscosité. Supposons que quand

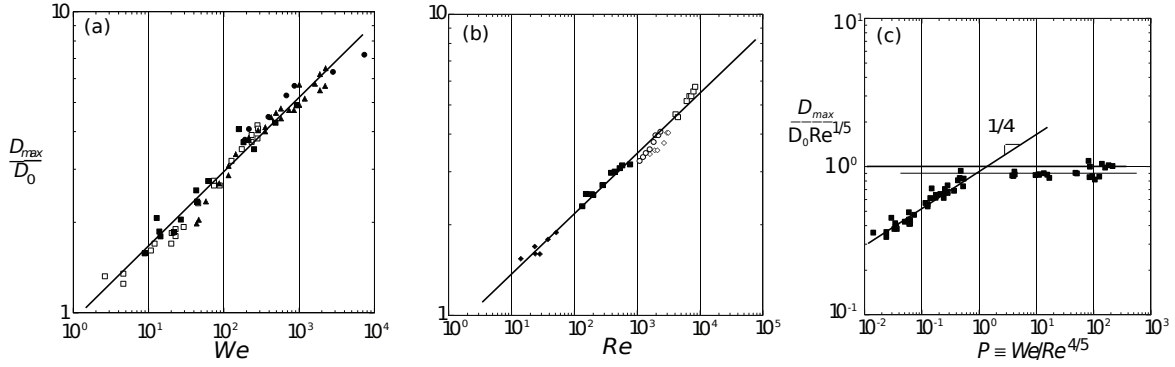


FIGURE 1.10 – (a) Étalement maximal adimensionné en fonction du nombre de Weber en régime inertio-capillaire, la droite a pour pente 1/4. (b) Étalement maximal adimensionné en fonction du nombre de Weber en régime inertio-visqueux, la droite a pour pente 1/5. (c) Étalement maximal adimensionné divisé par $R_e^{\frac{1}{5}}$ en fonction du paramètre $P = W_e/R_e^{\frac{4}{5}}$, la transition entre les deux régimes s'effectue pour une valeur P de l'ordre de 1. Extrait de Clanet et al. [2004].

la goutte a atteint son étalement maximal, son épaisseur vaut h . Un argument de conservation du volume nous dit que $hR_{max}^2 \sim R^3$. La force visqueuse surfacique étant de l'ordre de $\frac{\eta U}{h}$, le travail surfacique est de l'ordre de $\frac{\eta U}{h} R_{max}$, soit une énergie dissipée totale de l'ordre de $\frac{\eta U}{h} R_{max}^3$. L'énergie cinétique incidente étant $\rho U^2 R^3$, on aboutit à au résultat :

$$R_{max}^* = \frac{R_{max}}{R} \sim R_e^{\frac{1}{5}}. \quad (1.18)$$

Ces arguments permettent également de distinguer les cas où la goutte s'étale dans un régime inertio-capillaire ou inertio-visqueux. En supposant que l'étalement maximal est régi par l'étalement minimal entre les deux comportements décrits par les équations 1.17 et 1.18, il apparaît un paramètre $P \sim W_e/R_e^{\frac{4}{5}}$ en dessous duquel l'impact peut être considéré comme inertio-capillaire et décrit par l'équation 1.17 et au dessus duquel l'étalement est considéré comme visqueux et est décrit par l'équation 1.18.

Toutefois, ces modèles sont à mettre en parallèle avec les analyses menées par Chandra et Avedisian [1991] et arguant des lois d'échelles en $W_e^{\frac{1}{2}}$ dans le régime inertio-capillaire, s'expliquant par un équilibre entre énergie cinétique incidente $\rho U^2 R^3$ et une énergie de surface maximale de l'ordre de γR_{max}^2 , valide à faible nombre de Weber. De nombreuses autres lois semi-empiriques ont été proposées pour tenter de décrire l'étalement maximal des gouttes. Citons notamment :

$$(2W_e + 12)R_{max}^* = 8 + R_{max}^3 (3(1 - \cos(\theta)) + 5.7W_e R_e^{-\frac{1}{2}}) \quad (1.19)$$

$$R_{max}^* = 0.72(R_e^{\frac{1}{2}}W_e)^{0.166} \quad (1.20)$$

$$R_{max}^* = -0.7 + 1.63(R_e^{\frac{1}{2}}W_e)^{0.15} \quad (1.21)$$

$$R_{max}^* = R_e^{\frac{1}{5}} - 0.46R_e^{\frac{2}{5}}W_e^{-\frac{1}{2}} \quad (1.22)$$

où θ est l'angle de mouillage du liquide sur le solide. Ces lois sont extraites de Ukiwe et Kwok [2005] (équation 1.19), Scheller et Bousfield [1995] (équation 1.20), Bennett et Poulikakos [1993] (équation 1.21) et Roisman [2009] (équation 1.22). Nous ne rentrerons pas dans les détails conduisant à ces expressions de R_{max}^* , toutefois cette large variété d'expressions différentes montre que la physique sous-jacente à l'étalement des gouttes est encore mal comprise.

Parallèlement à ces études, d'autres paramètres globaux ont été étudiés comme le coefficient de restitution sur des surfaces chaudes, en situation de caléfaction (Biance et al. [2006]). Le coefficient de restitution est défini comme le rapport de la vitesse de la goutte juste avant et juste après l'impact. Des arguments similaires de conservation d'énergie, tenant compte des vibrations de la goutte après rebond, ont abouti à un coefficient de restitution se comportant comme $W_e^{-\frac{1}{2}}$

Toutes les études citées jusqu'à présent s'appuient sur des arguments de conservation globaux au cours de l'impact, et sont parfois sujets à controverse telle que la question concernant l'étalement maximal. Or tous ces paramètres ont comme point commun qu'ils sont liés à la nature des écoulements qui existent à l'intérieur de la goutte durant son impact et son étalement, et qu'il convient de quantifier.

1.5 Vers une description plus quantitative

Comme nous venons de le voir, l'approche globale de dynamique d'impact possède des limitations, et la compréhension complète du phénomène d'impact de goutte est indissociable d'une description précise des écoulements à l'intérieur de celle-ci. Cette description porte essentiellement sur 3 grandeurs, à savoir le profil d'épaisseur de la goutte, ainsi que les champs de vitesse et de pression à l'intérieur de celle-ci.

Des travaux numériques et théoriques effectués par Roisman et al. (Roisman et al. [2009], Roisman [2009]) et Eggers et al. (Eggers et al. [2010]) ont permis d'avoir un support de données permettant de comprendre pleinement la dynamique d'impact de goutte. En effet, les données locales recueillies dans l'étude numérique d'Eggers et al. ont permis à ces derniers de modéliser la dynamique du bourrelet liquide se formant à la périphérie de la goutte, et ainsi d'en comprendre l'étalement au cours du temps. Ces

données leur ont alors servi de base pour retrouver des grandeurs globales évoquées précédemment, telles que l'extension maximale, ou le temps nécessaire à la goutte pour s'étaler.

Ce n'est que très récemment que des études expérimentales ont permis d'avoir accès à des données locales concernant l'écoulement liquide lors de l'impact de goutte. En effet, la présence d'un bourrelet liquide à la périphérie de la goutte masque sa partie centrale et empêche donc de mesurer l'épaisseur locale de la goutte par prise de vue sur le côté. Parallèlement à cette thèse, Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]) ont exploité la technique de profilométrie par transformée de Fourier (voir Takeda [1983]) afin de sonder la surface libre du liquide, dans le cas d'impacts sur surfaces froides et lisses. Au cours de cette thèse, nous avons développé d'autres techniques expérimentales afin d'avoir accès non seulement au profil local d'épaisseur, mais aussi au champ de vitesse à l'intérieur de la goutte lors de son étalement.

La collecte ainsi que l'analyse de ces données locales seront l'objet du chapitre 2 et seront effectuées dans deux cas modèles bien distincts : celui de friction liquide-solide forte lors d'impact sur surface lisse et froide, et celui de friction minimale dans le cas d'impacts en situation de caléfaction, afin d'en dégager les principales idées physiques.

Ces mesures locales serviront ensuite de base à la compréhension de la dynamique globale au chapitre suivant. Nous montrerons que les données locales qui ont été recueillies au cours de cette thèse permettent une analyse plus fine que les bilans globaux évoqués précédemment et aboutissent à une prédiction précise de l'étalement maximal des gouttes.

Après avoir effectué l'étude locale et globale des impacts dans deux situations modèles de forte friction (impacts sur surfaces froides et lisses), et de friction quasi-nulle (impacts en situation de caléfaction), nous nous sommes intéressés à des situations intermédiaires. Une façon de passer de la situation idéale de la caléfaction à la situation intermédiaire d'impacts sur surfaces texturées super-hydrophobes est de commencer par ajouter un défaut de surface unique, et d'étudier la déstabilisation qu'il provoque sur l'étalement de la goutte. L'idée est de pouvoir généraliser la perturbation qu'engendre un défaut unique à une assemblée périodique de nombreux défauts qui constituent une surface texturée super-hydrophobe. Ces deux situations d'impact feront ainsi l'objet du chapitre 4.

Enfin une autre piste que nous avons choisi d'étudier est celle d'impacts sur surfaces mobiles. En effet, nous avons constaté que suivant la vitesse de la surface sur laquelle une goutte tombe, des situations de rebond total, ou de rebond partiel par entraînement

de film d'air en dessous de la goutte, ont pu être observées. De la même manière qu'en caléfaction, un film d'air entraîné en dessous d'une goutte peut permettre de l'isoler partiellement du solide, et l'interaction résiduelle liquide-paroi est alors due à l'écoulement de gaz au-dessus de la surface mobile, qui est aisément modulable.

Chapitre 2

Dynamique locale d'impact

Nous avons vu au chapitre d'introduction que la description des impacts de gouttes au travers de bilan globaux est limitée, et ne permet pas une compréhension fine du phénomène. En effet, lors de l'impact, la goutte s'écrase sur la surface solide, son rapport d'aspect, et donc ses dimensions changent. La vitesse de l'écoulement liquide diminue par friction visqueuse à la paroi. Or nous avons vu précédemment que pour certains phénomènes tels que les impacts d'objets dans des liquides, le rebond de jets liquide etc., la manifestation des effets visqueux et/ou capillaires est possible grâce à l'existence d'échelles de longueurs intermédiaires. La seule donnée de la vitesse d'impact U et du rayon de la goutte R pour caractériser les échelles de vitesses et de longueurs lors de l'impact est donc nettement insuffisante. Une caractérisation locale de l'étalement de la goutte permettrait de comprendre la dynamique d'impact dans sa globalité de façon plus fine.

Du fait de la rapidité du phénomène étudié, et des petites échelles de longueurs considérés, ce n'est que très récemment que des grandeurs locales relatives aux impacts de gouttes ont pu être mesurées. Un intérêt particulier est porté à la mesure des caractéristiques d'un film d'air piégé entre la goutte et le substrat solide, existant bien sûr en situation de caléfaction, mais aussi dans le cas d'impacts sur surfaces froides. La motivation de ces études est que l'influence du gaz environnant s'avère cruciale pour l'établissement du splash, comme l'ont montré Xu et al. (Xu et al. [2005]). Ce film d'air piégé a une épaisseur typique de $1 \mu\text{m}$ (sur surfaces froides), et a pu être mesuré par interférométrie par Driscoll et Nagel (Driscoll et Nagel [2011]), van der Veen et al. (van der Veen et al. [2012]) et de Ruitter et al (de Ruitter et al. [2012]), ainsi que par mesure d'atténuation d'onde évanescence par Kolinski et al. (Kolinski et al. [2012]).

Au delà de la description du film d'air, l'analyse locale des caractéristiques hydro-

dynamiques (champs de vitesse et de pression, profils d'épaisseur) relative aux impacts de goutte permet une description nettement plus riche et détaillée qu'uniquement des données globales et permet de mieux cerner la physique des mécanismes sous-jacents des différents comportements observables (rebond, splash, étalement, rupture du film liquide, etc.), la dynamique du bourrelet et l'étalement de la goutte étant étroitement liés aux caractéristiques locales du film liquide.

Ainsi, dans ce chapitre, nous nous intéressons surtout aux mesures du champ de vitesse et du profil d'épaisseur au sein de ce film liquide. La difficulté liée à la mesure de ces données vient du fait que lors de son étalement, un bourrelet liquide se forme à la périphérie de la goutte, comme on peut le voir figure 2.1. Ce bourrelet atteint rapidement une épaisseur qui dépasse l'épaisseur maximale du film liquide, et empêche donc une visualisation du profil de la goutte par le côté. Des techniques de mesure ont été développées au cours de cette thèse afin d'avoir accès à ces données et seront discutées dans ce chapitre.

Roisman (Roisman et al. [2009] et Roisman [2009]) et Eggers et al. (Eggers et al. [2010]) ont étudié numériquement les données hydrodynamiques, pression, vitesse et épaisseur, pour le phénomène d'impact. Eggers et al. ont utilisé ces données locales afin d'étudier l'étalement de la goutte dans sa globalité pour notamment prédire l'étalement maximal des goutte. Notons enfin qu'en parallèle des mesures effectuées dans le cadre de cette thèse, des mesures similaires de profils d'épaisseur, pour des impacts sur surfaces froides, ont été effectuées par Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]) par une technique de profilométrie par transformée de Fourier (Takeda [1983]). Leurs résultats seront bien entendu mis en lien avec nos mesures au cours de ce chapitre.

De façon très schématique, on peut diviser la dynamique d'un impact en quatre étapes représentées sur la figure 2.1 (a).

1. Dans un premier temps court devant $\tau = \frac{R}{U}$, la goutte entre en contact avec le substrat solide. Il s'agit d'un choc violent car la partie basse de la goutte passe de façon quasi instantanée d'une vitesse verticale initiale U à une vitesse verticale nulle.
2. Après cette étape vient une étape d'aplatissement : les particules fluides transforment leur quantité de mouvement verticale en quantité de mouvement horizontale à cause des contraintes géométriques imposées par le substrat solide. Durant cette phase, l'influence du substrat solide n'a pas encore atteint la partie supérieure de la goutte. Cette étape a donc une durée maximale d'environ $\frac{2R}{U}$.
3. Ensuite vient une étape que nous pouvons qualifier d'étape d'étalement : les

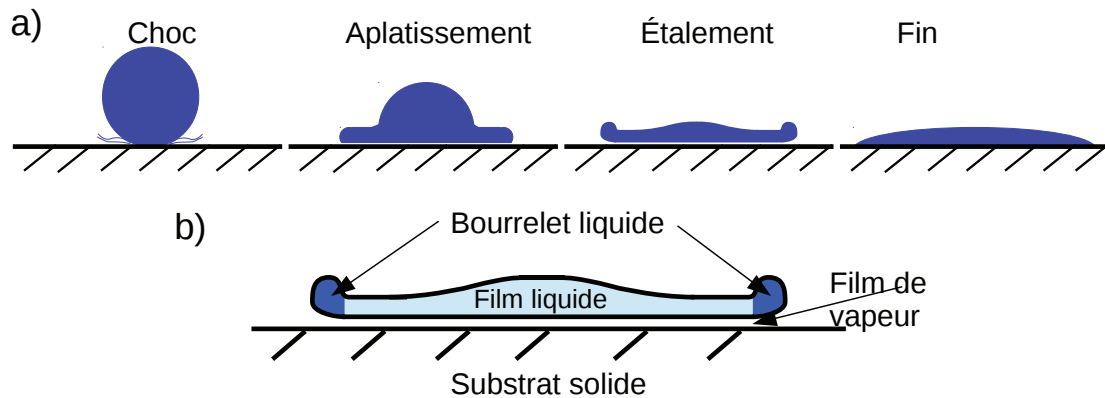


FIGURE 2.1 – (a) Vues schématiques des différentes étapes lors d'un impact. (b) Vue en coupe schématique d'une goutte lors de l'étape d'étalement (le film de vapeur est inexistant dans le cas d'un impact sur surface froide).

particules fluides se déplacent quasiment de façon horizontale. On distingue généralement lors de cette étape deux zones dans la goutte : un film liquide et un bourrelet à sa périphérie comme schématisé figure 2.1 (b).

4. Enfin, l'étalement cesse pour diverses raisons possibles : intégralité de l'énergie cinétique dissipée par viscosité, rétractation et rebond de la goutte, fragmentation en petites gouttelettes...

Au cours de ce chapitre, ainsi que du chapitre suivant, nous nous intéresserons principalement à la description de l'étape d'étalement.

2.1 Deux situations modèles

2.1.1 Impacts sur surfaces chaudes

Le phénomène d'impact de goutte étant un phénomène complexe dépendant d'un nombre élevé de paramètres (vitesse d'impact, rayon de la goutte, propriétés de surface du substrat solide, propriétés du liquide et du gaz environnant), afin d'en simplifier l'étude nous avons dans un premier temps cherché à limiter au maximum la complexité de la surface solide en nous plaçant dans deux situations "modèles".

La première de ces situations correspond aux impacts en caléfaction. Lorsqu'un liquide est approché d'une surface portée au delà d'une certaine température, dite température de Leidenfrost (Leidenfrost [1756]), son évaporation peut devenir suffisamment importante pour que le liquide puisse léviter sur le coussin de vapeur qu'il génère. C'est

ce phénomène que l'on nomme caléfaction, ou effet Leidenfrost. Le coussin de vapeur créé isole alors thermiquement le liquide de la plaque chauffée, ce qui a notamment pour conséquence d'accroître la durée de vie de la goutte. La propriété des gouttes caléfactantes qui nous intéresse dans ce chapitre est liée au film de vapeur qui existe entre la goutte liquide et le substrat solide. D'une part ce film évite tout contact entre le liquide et le substrat, ce qui fait que le liquide est dans une situation de mouillage nul et d'autre part, il lubrifie la surface solide, rendant la goutte extrêmement mobile. L'action de la paroi solide sur la goutte peut ainsi quasiment se limiter à une contrainte géométrique de non interpénétration de la goutte. Par la suite, la situation de caléfaction pourra également être vue comme une situation modèle servant de base à l'analyse d'impacts plus complexes tels que les impacts sur des surfaces froides ou sur des défauts.

Puisqu'il existe un film de vapeur piégé entre la goutte liquide et la surface solide chaude, il existe nécessairement une friction résiduelle de la goutte sur son coussin de vapeur, que nous pouvons tenter d'estimer. Prenons le cas typique d'une goutte d'éthanol de rayon initial $R \sim 1$ mm tombant à $U \sim 1$ m/s. Nous mesurons dans cette situation un étalement maximal de $R_{max} \sim 2$ mm. La viscosité de la vapeur est de l'ordre de $\eta_{vap} \sim 10^{-5}$ Pa.s L'épaisseur du film de vapeur a été mesurée dans le cas statique par Biance et al. (Biance et al. [2003]) et est de l'ordre de $e \sim 60$ μ m. En situation d'impact, l'épaisseur d'un film de vapeur de l'ordre de 3 μ m a également pu être mesurée par Tran et al. (Tran et al. [2012]). En supposant que la vitesse typique du fluide est de l'ordre de U , et qu'il s'établit un profil d'écoulement de Couette dans la vapeur, l'énergie dissipée par le film de vapeur est de l'ordre de :

$$E_{diss} = \eta_{vap} \frac{U}{e} R_{max}^3 \quad (2.1)$$

d'où une énergie dissipée de l'ordre de $E_{diss} \sim 10^{-8} J$, dans le cas le plus défavorable où $e \sim 3$ μ m. Cette énergie est à comparer à l'énergie cinétique de la goutte : $E_{cin} \sim \rho R^3 U^2 \sim 10^{-6} J$. On justifie donc bien qu'*a priori* $E_{diss} \ll E_{cin}$ pour des impacts en situation de caléfaction.

2.1.2 Impacts froids et mouillants

En dehors de la situation "idéale" de la caléfaction, nous avons également réalisé des impacts sur substrats lisses et parfaitement mouillants. Ce deuxième cas peut être considéré comme une perturbation du cas caléfactant. Une manière en effet de comprendre l'effet de la friction visqueuse entre la goutte liquide et le substrat solide est

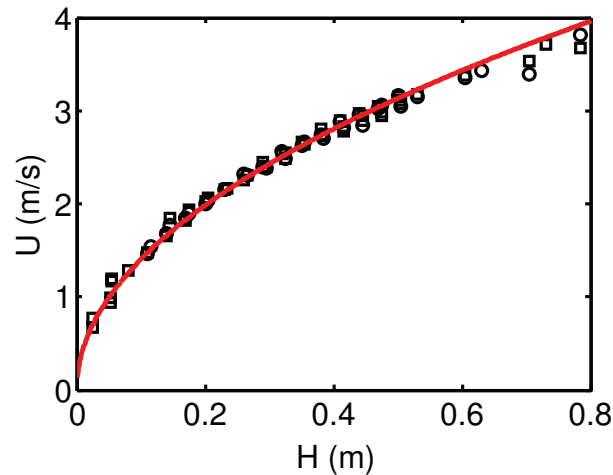


FIGURE 2.2 – Vitesse d’impact mesurée par analyse d’image, en fonction de l’altitude de l’aiguille H , pour des gouttes d’isopropanol de rayon $R = 1.07$ mm (□) et $R = 1.65$ mm (○). La courbe en rouge représente $U = \sqrt{2gH}$.

de considérer que l’on vient perturber l’écoulement correspondant à la caléfaction par une condition de non glissement à la paroi solide.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Propriétés des liquides utilisés

Pour ces deux études, les impacts sont réalisés sur des pastilles en silicium ultra-lisses. Les liquides utilisés sont de l’éthanol, de l’isopropanol ou des mélanges isopropanol-glycérol. Tous ces liquides sont parfaitement mouillants sur les pastilles froides, et du fait de la forte volatilité de l’éthanol et de l’isopropanol, tous ces liquides restent en situation de caléfaction lors d’impacts sur une pastille chauffée à environ 300°C.

Les viscosités cinématiques des liquides utilisés varient de 1.5 mm²/s à 32 mm²/s. Afin de mesurer les viscosités de ces liquides, nous avons utilisé un viscosimètre de type Ubelhode. Ce type de viscosimètre repose sur la mesure du temps de vidange d’un réservoir liquide à travers un tube capillaire.

Les tensions de surface varient quant à elle relativement peu : de 21 mN/m à 24 mN/m pour le mélange le plus concentré en glycérol. Nous les avons mesurées à la balance d’arrachement.

Les valeurs trouvées étant en parfait accord avec celles données dans les tables (voir Vazquez et al. [1995], et Handbook de Physique) pour les liquides purs (eau,

liquide	tension de surface (mN/m)	viscosité cinématique (mm^2/s)	masse volumique (kg/m^3)
éthanol	22.3	1.52	789
isopropanol	21.74	3.02	785
iso-glycérol 15%	22	6.0	856
iso-glycérol 30%	22	14.1	929
iso-glycérol 45%	24	32	1001

TABLE 2.1 – Caractéristiques physiques des liquides utilisés à 20°C. Le pourcentage des mélanges isopropanol-glycérol indique le pourcentage volumique de glycérol. Les grandeurs correspondant aux liquides purs sont issues du Handbook of Chemistry and Physics 79th Edition, les grandeurs relatives aux mélanges ont été mesurées.

éthanol et isopropanol), nous nous sommes ensuite référés systématiquement à ces tables. En revanche, dans le cas de mélanges, la température et la composition étant des paramètres influant les valeurs de tensions de surface et surtout de viscosités, celles-ci ont été mesurées systématiquement avant chaque campagne d'impacts.

Enfin la masse volumique des mélanges a été déterminée par pesée de fiole jaugée. Tous les résultats de ces mesures sont répertoriés dans le tableau 2.1.

2.2.2 Montage

Le dispositif expérimental est le suivant : les gouttes sont lâchées à travers une aiguille située à une altitude H par rapport au substrat solide. Cette aiguille est alimentée en continu au moyen d'un pousse-seringue injectant le liquide à faible débit, de façon à faire chuter les gouttes toutes les quelques dizaines de secondes (nous avons vérifié au moyen d'une caméra infrarouge que le refroidissement induit par la chute d'une goutte froide sur un substrat chaud s'estompe au bout d'un temps de l'ordre d'une seconde).

Les pastilles en silicium ont un diamètre d'environ 8 cm ce qui est toujours très grand devant l'extension maximale des gouttes. Elles sont chauffées au moyen d'une plaque chauffante sur laquelle est également déposée une plaque de dural de cinq millimètres d'épaisseur, garantissant ainsi une grande inertie thermique au système. Les températures atteintes, mesurées au pistolet infrarouge et au thermocouple sont de l'ordre de 300°C.

La vitesse d'impact U est donnée en première approximation par la loi de chute libre $U = \sqrt{2gH}$ où $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ est l'accélération de pesanteur à nos latitudes. La vitesse a néanmoins été mesurée systématiquement par analyse d'images, et il est à

noter des facteurs correctifs à apporter à "haute vitesse" comme le montre la figure 2.2. Notre dispositif permettant de monter à des hauteurs de chute libre d'environ 90 cm, on peut ainsi atteindre des vitesses maximales de l'ordre de 4 m/s.

La taille des gouttes a pu être variée en changeant le rayon des aiguilles utilisés. En effet, on a, d'après la loi de Tate (de Gennes et al. [2005]) :

$$R \sim (l_c^2 R_a)^{\frac{1}{3}} \quad (2.2)$$

où R est le rayon de la goutte qui se détache de l'aiguille, $l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ la longueur capillaire, et R_a le rayon de l'aiguille. On a ainsi pu accéder à des rayons allant de 0.8 mm à 1.8 mm pour les liquides utilisés.

Les gouttes sont filmées avec une caméra rapide Photron SA4 permettant d'enregistrer des vidéos à typiquement 30000 images par seconde en résolution 320x320 pixels, ou alors avec un caméra Phantom filmant à 13000 images par secondes à 256x256 pixels. L'imagerie rapide nécessitant un éclairage puissant, nous avons utilisé un dispositif constitué de 7 LEDs de puissance donnant un éclairage lumineux de l'ordre de 1000 lumens. Afin d'obtenir une lumière relativement diffuse et homogène, un écran diffuseur constitué d'un papier calque sera très souvent utilisé. Un schéma et une photo du dispositif expérimental sont donnés 2.3.

Dans tout ce qui suit, nous aurons souvent recourt à l'adimensionnement des grandeurs que nous introduirons. Les échelles naturelles de longueur et de vitesse sont le rayon initial de la goutte R et la vitesse d'impact U . Le temps caractéristique est donc R/U et sera noté τ . Les gouttes considérées ayant un rayon typique de un millimètre, et une vitesse d'impact de l'ordre du mètre par seconde, ce temps caractéristique τ est de l'ordre de la milliseconde. Les grandeurs adimensionnées seront toujours notées avec des astérisques, par exemple le temps adimensionné t^* correspond à $\frac{t}{\tau}$.

2.3 Mesures locales de vitesse

2.3.1 Principe et méthodes et mesure

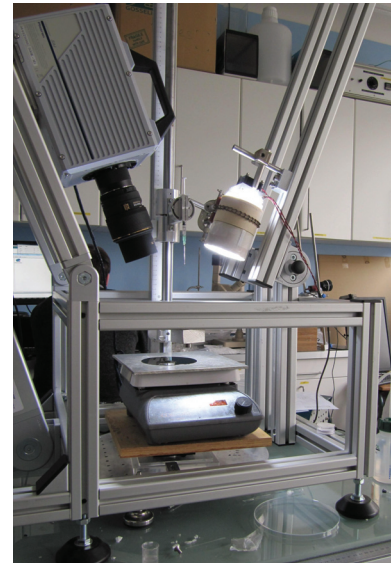
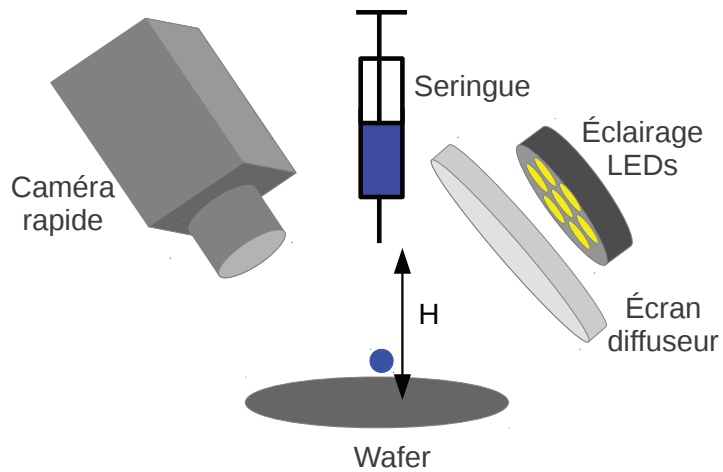


FIGURE 2.3 – Dispositif expérimental.

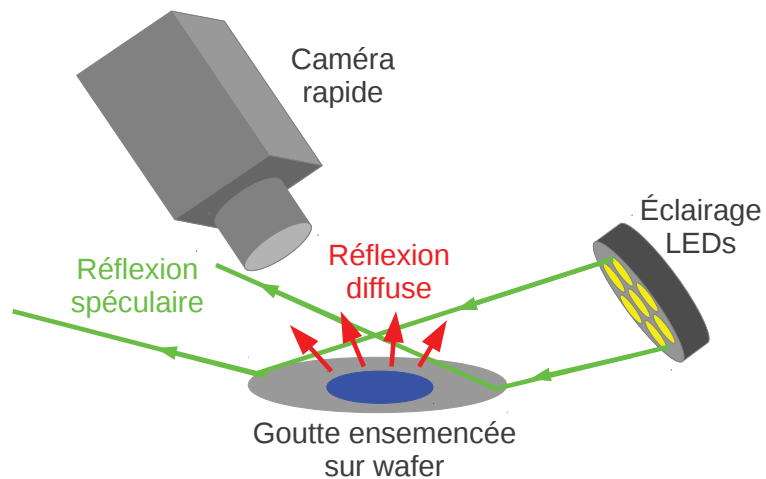


FIGURE 2.4 – Schéma du montage utilisé pour les mesures de champs de vitesse par PIV. L'éclairage est orienté de sorte que seule la lumière diffusée par les particules est recueillie par la caméra.

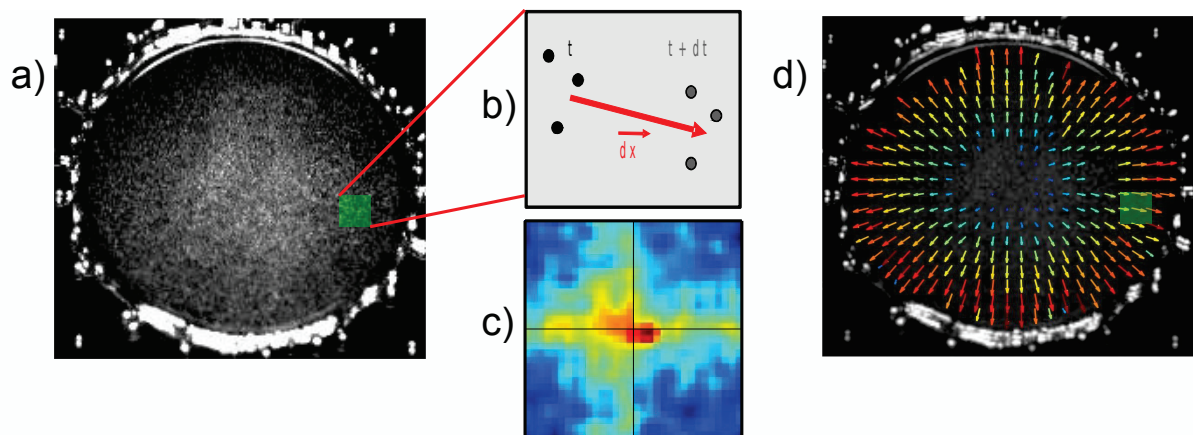


FIGURE 2.5 – Illustration des différentes étapes de PIV. a) La vidéo est découpée en secteurs carrés de typiquement 32×32 pixels (partie surlignée en vert). b) On extrait les images de chaque secteur aux instants t et $t + dt$. c) Fonction d'autocorrélation entre les images des secteurs prises à ces deux instants, la position du maximum correspond au vecteur déplacement des particules entre les instants t et $t + dt$. d) Champ de vitesse à l'instant t après itération sur chacun des secteurs.

Les mesures locales de vitesses ont été effectuées à l'aide de techniques standards de vélocimétrie par image de particules (PIV). Les liquides utilisés ont étéensemencés de particules d'Iriodin (Merck, 111 rutile fine satin) d'environ $5 \mu\text{m}$ de diamètre. Ces particules sont naturellement réparties de façon aléatoire dans le fluide, et sont convectées par l'écoulement. Le déplacement des particules donne donc une image du champ de déplacement dans le fluide. À noter qu'en raison de l'inertie des particules, de densité différente de celle du liquide, celles-ci mettent un temps caractéristique T avant d'atteindre la vitesse du liquide environnant. T est de l'ordre de :

$$T \sim \frac{2(\rho_{particules} - \rho_{liquide})r^2}{9\eta} \quad (2.3)$$

où r est le rayon des particules. Le temps caractéristique T de mise en mouvement des particules d'Iriodin est par conséquent de l'ordre de la microseconde, nettement inférieur au temps caractéristique d'impact τ , de l'ordre de la milliseconde, ou à l'inverse du gradient de vitesse également de l'ordre de τ , ce que nous verrons ultérieurement. On pourra par conséquent supposer que les particules suivent instantanément la vitesse de l'écoulement liquide.

Pour effectuer les mesures de champs de vitesse, nous procédons de la façon suivante :

1. Tout d'abord, chaque image de la vidéo est découpée en secteurs carrés de 12×12 à 32×32 pixels, correspondant à des extensions allant de 80 à $300 \mu\text{m}$ (cf. figure 2.5, (a)). Ces secteurs se superposent de 50% afin d'augmenter l'échantillonnage de nos images (un recouvrement plus important n'apporte cependant pas d'information supplémentaire d'après le critère de Shanon).
2. À chacun de ces secteurs correspond deux images aux instants t et $t+dt$ (cf. figure 2.5, (b)). Pour mesurer le déplacement des particules entre ces deux instants, la fonction d'intercorrélacion entre ces deux images est calculée (cf. figure 2.5, (c)). La position du pic d'intercorrélacion correspond au déplacement moyen des particules, à l'échelle du secteur considéré. La position de ce pic est obtenue avec une précision sub-pixel en effectuant un ajustement gaussien du pic principal de la fonction.
3. Ces étapes sont ensuite appliquées à chaque secteur et à chaque instant afin d'obtenir le champ de vitesse dans toute la goutte, à tout instant (cf. figure 2.5, (d)).

Afin que la fonction d'intercorrélation entre deux images de deux secteurs ne soit pas perturbée par le fond lumineux environnant, une attention particulière a été portée à l'éclairage. Nous l'avons placé de sorte que la réflexion spéculaire de l'éclairage sur la pastille de silicium n'atteigne pas la caméra, de telle façon que seule la lumière diffusée par les particules d'Iriodin soit recueillie par la caméra (cf. figure 2.5). L'intensité du fond lumineux est très inférieure à l'intensité diffusée par les particules. Nous sommes assurés de cette façon que les calculs de corrélations effectués ont bien lieu sur la position des particules en mouvement et qu'il ne s'agit pas de la corrélation associée aux réflexions spéculaires de la lumière sur l'interface liquide-air.

Enfin, afin d'éliminer au maximum les artefacts de mesures, nous avons également effectué des analyses pré et post-traitement :

1. Avant traitement, il est nécessaire d'imposer des critères permettant de discriminer les secteurs dans lesquels l'algorithme de PIV sera inefficace. Nous avons donc imposé aux secteurs des intensités lumineuses moyennes minimales afin d'être sûr que les secteurs étudiés contiennent des particules. Une limite maximale des niveaux de gris a aussi été choisie afin de supprimer les secteurs où la réflexion spéculaire sur la surface du liquide est importante, principalement au niveau du bourrelet liquide et aux instants courts, quand la courbure de la goutte est importante.
2. Les opérations post-traitement ont pour but d'éliminer les points de mesures correspondant à des artefacts de mesure évidents. Les points éliminés correspondent aux points dont la norme et/ou la direction de la vitesse sont incohérentes. Compte tenu de la symétrie cylindrique du phénomène d'impact étudié, nous nous attendons à un champ de vitesse $\vec{v}(\vec{r})$ radial. Une analyse des symétries impose en effet au champ de vitesse de ne dépendre que des coordonnées radiale r et de l'altitude z . On a donc :

$$\vec{v}(r, z, t) = v_r(r, z, t)\vec{e}_r + v_z(r, z, t)\vec{e}_z \quad (2.4)$$

De plus, en supposant que l'extension radiale de la goutte est grande devant son épaisseur, l'équation d'incompressibilité $div(\vec{v}) = 0$ impose que la composante v_z est négligeable devant v_r . Notons que notre dispositif permet de mesurer la composante radiale de la vitesse uniquement. Nous avons donc dans un premier temps éliminé tous les points dont la direction de la vitesse est orientée d'un angle supérieur à 15° par rapport aux vecteurs "positions". Nous avons également supprimé les points de mesures dont la norme de la vitesse est différente de plus

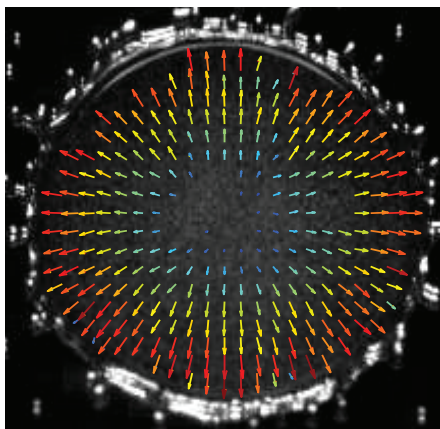


FIGURE 2.6 – Champ de vitesse à l’intérieur d’une goutte d’isopropanol en situation de caléfaction. La goutte a un rayon initial de 1.1 mm et tombe à $U = 2$ m/s, l’image est prise à un temps de 4 ms après le contact. Le diamètre de la goutte liquide est de 0.9 cm sur cette image.

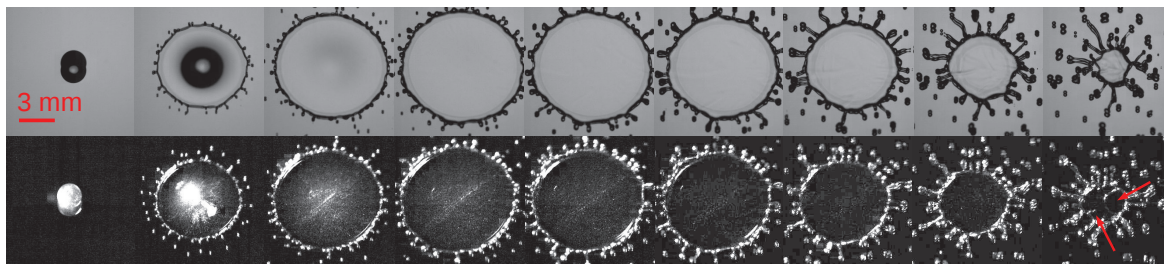


FIGURE 2.7 – Chronophotographies de gouttes d’éthanol de rayon $R = 1.1$ mm chutant à vitesse $U = 2$ m/s en caléfaction sans particule d’Iridium (haut) et avec particules d’Iridium nécessaires à la PIV (bas). Ces images sont prises toutes les millisecondes après l’impact. Les flèches rouges indiquent des ouvertures du film liquide.

de 50% de celle de ses proches voisins. Cette opération est typique des analyses de PIV et élimine environ 5% des points de mesures.

Dans tous les cas étudiés, nous avons observé que l’ajout de ces particules ne change pas la dynamique globale d’impact, excepté en ce qui concerne l’apparition de zones de démouillage en caléfaction. En effet, à des temps relativement longs, le film liquide devient d’une épaisseur comparable à celle des particules, ce qui provoque la rupture de ce film (voir figure 2.7).

Le fait que nous filmions l’étalement de la goutte par le dessus a deux conséquences. La première est que nous regardons le champs de vitesse à travers l’épaisseur du film liquide, et nous mesurons donc une vitesse moyennée sur l’épaisseur, ce qui est sans

influence en caléfaction étant donné l'écoulement type "bouchon" attendu, mais dont les conséquences seront discutées lors de l'étude d'impacts sur surfaces froides. Le deuxième effet est que l'interface de la goutte, du fait de sa non planéité, déforme la position apparente des particules que nous regardons. Toutefois, dans ce deuxième cas, nous avons calculé qu'à des temps t de l'ordre de 4τ , les termes correctifs à apporter sont négligeables, ce qui sera justifié en annexe.

Afin d'améliorer la précision de nos mesures de vitesse v_r , tous les champs de vitesse ont été moyennés sur des couronnes de largeur dr autour de r (dr est choisi en général comme valant typiquement $R_{max}/30$), et les résultats sont moyennés sur des séries d'environ 5 impacts.

2.3.2 Mesure de vitesse lors d'impact en caléfaction

L'un des premiers résultats que nous avons obtenu en caléfaction est que la vitesse varie relativement linéairement avec la position radiale (figure 2.8 (a)) pour des temps plus grands que $t^* = 4$. L'impact d'une goutte s'effectue effectivement en 2 étapes, une première phase où les particules fluides de la goutte passent d'une vitesse verticale à une vitesse horizontale. Cette première phase dure un temps de l'ordre de 2τ comme nous l'avons constaté lors des mesures d'épaisseur (voir notamment la figure 2.14 page 53). Lors d'une deuxième phase, celle que nous regardons ici, le champ de vitesse est essentiellement radial. Si l'on suppose que durant cette phase, les gradients de courbure de l'interface fluide sont faibles, ce qui implique l'absence de gradient de pression, et qu'il n'y a pas de friction visqueuse dans la goutte, l'écoulement au sein du film liquide est non accéléré, et doit satisfaire l'équation de Navier-Stokes, sans second membre, en géométrie cylindrique :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0. \quad (2.5)$$

Une solution de l'équation 2.5 est :

$$v_r = \frac{r}{t + \alpha\tau}, \quad (2.6)$$

où α est un facteur numérique d'ordre 1. D'après l'équation 2.6, r^*/v^* en fonction du temps adimensionné t^* est donc une droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine α . Sur la figure 2.8 (b) est représenté r^*/v^* en fonction de t^* . Les données r^*/v^* ont été obtenues par ajustement linéaire des profils de vitesse $v_r^*(r^*)$. Aux temps courts, l'absence de données, due aux limitations intrinsèques de la mesure et à la non validité du modèle d'écoulement libre, ne nous permettent pas d'obtenir une valeur précise de α . En effet, un ajustement de nos données par une droite affine de pente 1 nous donne une valeur

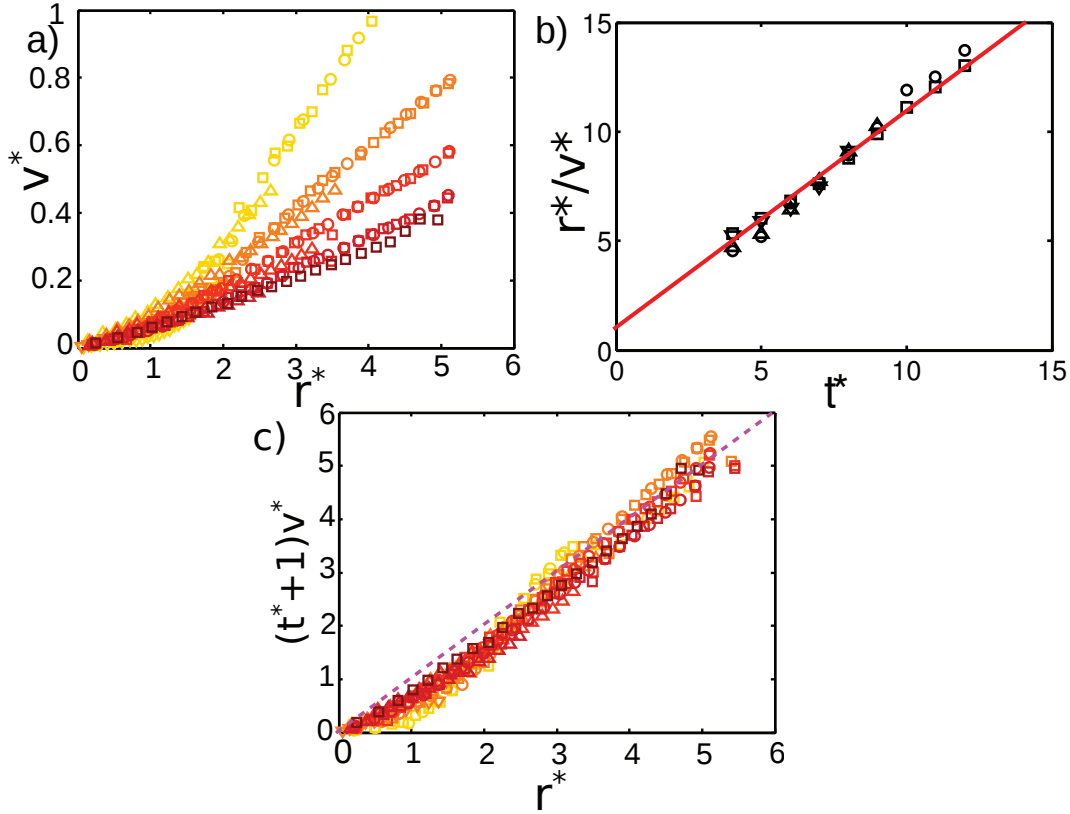


FIGURE 2.8 – (a) Vitesse radiale adimensionnée $v^* = v_r/U$ en fonction de la position radiale dans la goutte $r^* = r/R$ à différents instants ($t^* = t/\tau = 4, 6, 8, 10$ et 12) et différentes vitesses d'impact ($\square U = 4$ m/s, $\circ U = 3$ m/s, $\triangle U = 2$ m/s, $\nabla U = 1$ m/s) pour des impacts de gouttes d'éthanol de rayon initial $R = 1.2$ mm. (b) Position radiale adimensionnée divisée par la vitesse adimensionnée en fonction du temps adimensionné. La droite rouge est la droite d'équation $y = x + 1$. (c) Vitesse adimensionnée v^* multipliée par le temps adimensionné $(t^* + 1)$ en fonction de la position radiale r^* dans la goutte à différents instants ($t^* = 4, 6, 8, 10$ et 12) et différentes vitesses d'impact ($\square U = 4$ m/s, $\circ U = 3$ m/s, $\triangle U = 2$ m/s, $\nabla U = 1$ m/s) pour des gouttes d'éthanol en caléfaction, de rayon initial $R = 1.2$ mm. La courbe en pointillés représente une droite de pente 1.

de $\alpha = 1.38 \pm 0.6$. Nous avons par la suite imposé la condition $\alpha = 1$, ce qui est en bon accord avec nos mesures de vitesse, et également avec les mesures de profils d'épaisseur que nous verrons ensuite. La figure 2.8 (c) montre qu'avec cette valeur choisie de α , toutes nos données s'ajustent bien sur une courbe maîtresse décrite par la condition d'écoulement libre (équation 2.6), appuyant ainsi l'hypothèse d'absence de friction entre le film liquide et la paroi solide. Le fait que nos mesures effectuées par PIV

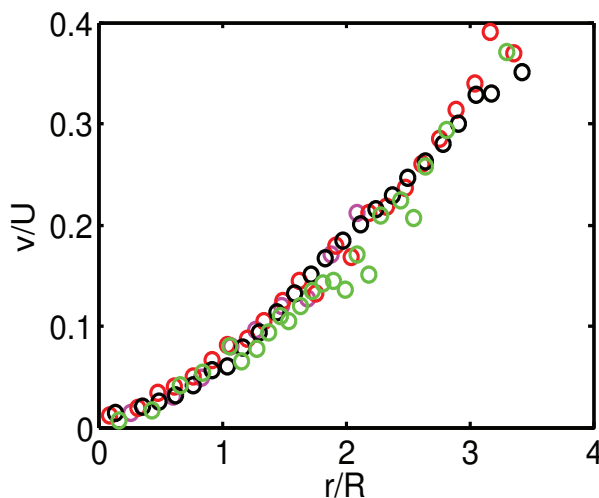


FIGURE 2.9 – Vitesse adimensionnée v/U en fonction de la position adimensionnée r/R pour des impacts de liquides de viscosités différentes, en situation de caléfaction. Toutes les gouttes ont un rayon initial de $R = 1.15$ mm et une vitesse d'impact $U = 3$ m/s Les champs de vitesse sont tous pris à un instant $t^* = 6$. \circ éthanol ($\nu = 1.52$ mm²/s), \circ : isopropanol ($\nu = 3.02$ mm²/s), \circ : mélange isopropanol-glycérol à 15% ($\nu = 14.1$ mm²/s), \circ : mélange isopropanol-glycérol à 45% ($\nu = 32$ mm²/s).

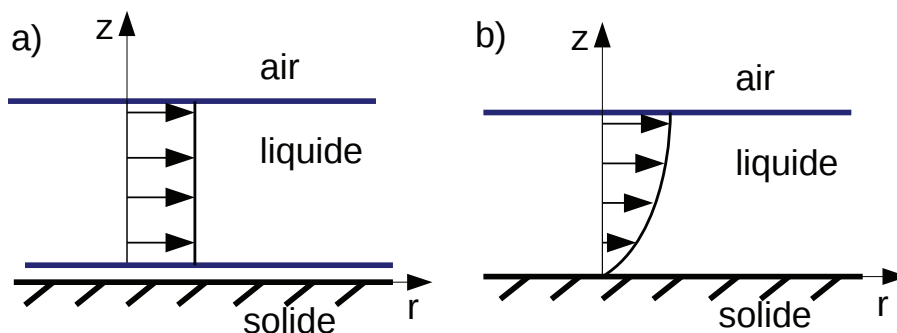


FIGURE 2.10 – (a) Écoulement liquide dans le cas d'un impact en caléfaction. (b) Écoulement liquide dans le cas d'un impact froid

ne dépendent pas de la viscosité du liquide (voir figure 2.9) confirment également cette hypothèse. Notons toutefois de légers écarts à la linéarité des profils principalement à faibles distances du point d'impact et à temps courts, ce qui pourrait être le témoin d'effets de pression dus à la courbure de l'interface libre d'autant plus grands lorsque l'on considère des instants courts et des distances radiales petites.

2.3.3 Mesures locales de vitesse lors d'impact sur surface froide

Après l'étude du cas idéal où la friction avec la paroi est minimisée par l'effet Leidenfrost, nous nous intéressons au cas classique de surfaces froides, pour lesquels la correction à apporter par rapport à la caléfaction est la condition de non-glissement à la paroi. Contrairement à la situation précédente pour laquelle l'écoulement liquide se fait quasiment sans friction à la paroi, et ne dépend donc que de la position radiale r (écoulement de type "bouchon", voir figure 2.10), dans le cas froid, le contact entre le liquide et la paroi impose la condition :

$$v_r(r, z = 0, t) = 0. \quad (2.7)$$

Cette condition impose l'établissement d'une couche limite visqueuse dont l'épaisseur est de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$ comme nous l'avons vu en introduction.

Notre système de prise de vue par le dessus implique par ailleurs que les vitesses mesurées sont moyennées sur l'épaisseur du film liquide :

$$v_{r,mesuré} = \langle v_r \rangle_z = \frac{1}{h(r, t)} \int_0^{h(r, t)} v_r(r, z, t) dz, \quad (2.8)$$

où $h(r, t)$ est l'épaisseur du film liquide à la distance radiale r et à l'instant t (soulignons que l'expression 2.8 suppose que la moyenne est pondérée de façon homogène sur l'épaisseur liquide, ce qui n'est pas forcément le cas).

Tout comme en caléfaction, d'après la figure 2.11 (a), nous pouvons constater que la vitesse radiale v_r varie relativement linéairement avec r , jusqu'à r de l'ordre de $2R$, à la différence près que la décroissance temporelle est plus rapide.

Roisman et Eggers et al. (Roisman [2009] Eggers et al. [2010]) ont évalué les modifications attribuées à la viscosité, dans la limite des temps supérieurs à quelques τ et dans le cas asymptotique des grands nombres de Weber et de Reynolds. Puisque l'on sait que l'épaisseur de couche limite est de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$, la façon d'adimensionner la coordonnée z est de considérer le ratio $\frac{z}{\sqrt{\nu t}}$. Ainsi, les termes correctifs à apporter par rapport à la situation de caléfaction se font en introduisant une fonction $g(\frac{z}{\sqrt{\nu t}})$ telle que :

$$v_r^* = \frac{r^*}{t^* + \alpha} g\left(\frac{z}{\sqrt{\nu t}}\right) \quad (2.9)$$

avec les conditions aux limites $g(0) = 0$ (condition de non glissement), et $g(+\infty) = 1$ car l'influence de la paroi n'est effective que sur des épaisseurs de l'ordre de quelques couches limites $\sqrt{\nu t}$. Au delà on doit retrouver un écoulement identique au cas d'une friction nulle.

Puisqu'on doit retrouver des résultats identiques à la caléfaction dans le cas $z \gg \sqrt{\nu t}$, α sera à nouveau choisi égal à 1. En injectant l'expression de la vitesse 2.9 dans l'équation de Navier-Stokes, Roisman (Roisman et al. [2009]) a évalué numériquement la fonction g , qui s'exprime avec une assez bonne approximation de la façon suivante :

$$g(x) = 1 - 0.54 \exp(1.25x - 1.2x^2) H_{-7/5}(1.12x - 0.56) \quad (2.10)$$

où $H_{-7/5}$ représente le polynôme de Hermite de rang $-\frac{7}{5}$.

Nous avons vu que la méthode de prise de vue par le dessus impose que la vitesse mesurée est une vitesse moyennée sur l'épaisseur de la couche liquide. Le terme correctif G à apporter pour les situations d'impacts froids, par rapport aux situations de caléfaction est donc :

$$G\left(\frac{h_c}{\sqrt{\nu t}}\right) = \langle g \rangle = \frac{\sqrt{\nu t}}{h_c} \int_0^{\frac{h_c}{\sqrt{\nu t}}} g(x) dx. \quad (2.11)$$

Sur la figure 2.11 (b) est représenté le ratio $\frac{(t^*+1)v^*}{r^*}$ en fonction de $\frac{h_c}{\sqrt{\nu t}}$, pour divers paramètres d'impacts de gouttes d'éthanol sur surfaces froides. On constate qu'avec ces considérations, toutes les données s'alignent sur une même courbe maîtresse, raisonnablement décrite par l'équation 2.11, avec un préfacteur environ égal à 0.45 (le cas Leidenfrost donnerait quant à lui un ratio $\frac{(t^*+1)v^*}{r^*}$ constant et égal à 1). Cette mesure constitue donc une première mise en évidence du développement d'une couche limite à l'interface liquide-solide.

Nous venons donc de voir des techniques expérimentales permettant d'avoir accès aux champs de vitesse dans deux situations modèles. Ces premières mesures sont bien évidemment à mettre en lien avec les mesures d'épaisseurs, ce qui est l'objet de la prochaine section. On peut néanmoins déjà souligner la mise en évidence des différences de friction liquide-solide entre ces deux situations. Nous avons montré qu'en caléfaction, après un temps de l'ordre de 4τ , le profil de vitesse est celui d'un écoulement balistique, c'est-à-dire non accéléré. Pour les impacts froids, il est en revanche nécessaire d'apporter un terme correctif correspondant à l'établissement d'une couche limite visqueuse à l'interface liquide-solide.

2.4 Mesures locales d'épaisseur

Afin de décrire complètement la phase d'étalement de la goutte liquide, l'autre donnée qu'il est nécessaire de recueillir est le profil d'épaisseur du film liquide.

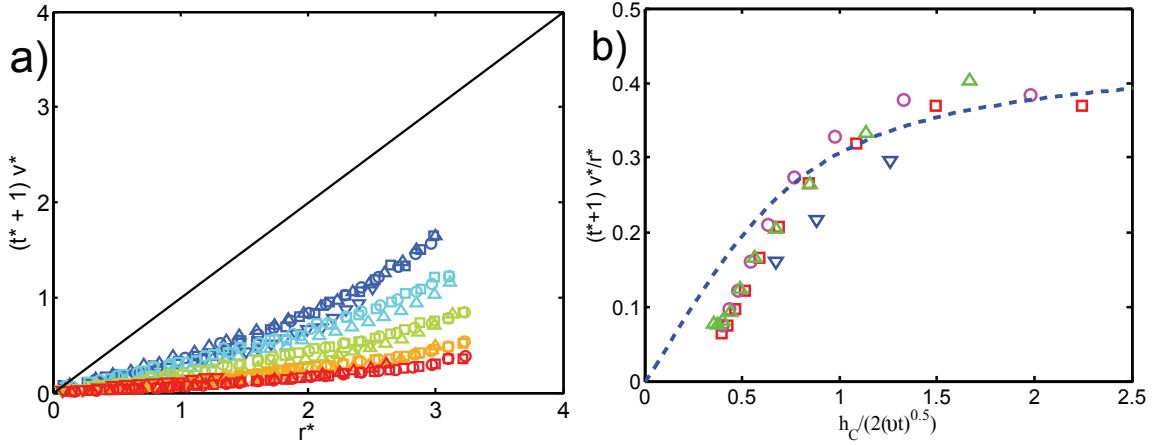


FIGURE 2.11 – (a) : vitesse radiale adimensionnée v^* multipliée par le temps adimensionné $(t^* + 1)$ en fonction de la position radiale adimensionnée r^* dans le film liquide à différents instants ($t^* = 4, 6, 8, 10$ et 12 , les temps sont croissants du bleu au rouge) et différentes vitesses d'impact ($\square U = 4$ m/s, $\circ U = 3$ m/s, $\triangle U = 2$ m/s, $\nabla U = 1$ m/s) pour des impacts de gouttes d'éthanol de rayon $R = 1.2$ mm sur une pastille froide en silicium. (b) : Correction auto-similaire du profil de vitesse pour les impacts sur surfaces froides. Chaque mesure est effectuée pour une goutte d'éthanol de rayon initial $R = 1.2$ mm et différentes vitesses d'impact ($\square U = 4$ m/s, $\circ U = 3$ m/s, $\triangle U = 2$ m/s, $\nabla U = 1$ m/s). Courbe en pointillés : profil théorique donné par $CG(x)$ dans la couche limite, où $G(x)$ donnée par l'équation 2.11 avec $C = 0.45$.

2.4.1 Méthode de mesure

Le principe de la mesure repose sur l'absorption lumineuse de la lumière dans le film liquide grâce à l'ajout de colorant dans le liquide (noir d'ériochrome, noté NET : Eriochrome black T, Acros organics, très soluble dans l'éthanol et l'isopropanol). L'intensité lumineuse traversant une épaisseur h de liquide est donnée par la loi de Beer-Lambert ¹ (Lambert [1760], Beer [1852]) :

$$I(h) = I_0 \exp\left(-\frac{h}{\delta}\right) \quad (2.12)$$

où δ est la profondeur de pénétration de l'onde lumineuse dans le liquide. On sait par ailleurs que $\delta \propto \frac{1}{c}$ où c est la concentration en colorant dans le liquide.

1. notons que la loi de Beer-Lambert exprimée ainsi n'est valable qu'à une longueur d'onde donnée. Nous la généralisons ici à un rayonnement polychromatique étant donné le large spectre d'absorption supposé du colorant (noir d'ériochrome), ce que corroborent les courbes d'étalonnage effectuées (voir figure 2.12)

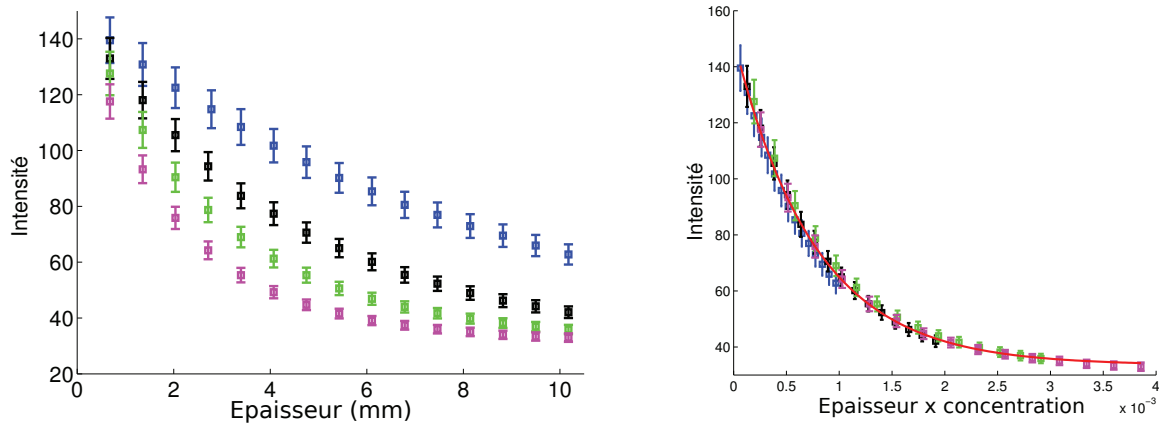


FIGURE 2.12 – Gauche : intensité lumineuse enregistrée par la caméra en fonction de la profondeur d’immersion d’une pastille en silicium, pour différentes concentrations en colorant dans l’isopropanol. Droite : intensité lumineuse enregistrée par la caméra en fonction de la profondeur d’immersion d’une pastille de silicium multipliée par la concentration en colorant dans l’isopropanol (les unités sont arbitraires), la courbe en rouge correspond à un ajustement des données par l’équation 2.13. \square : $4c_0$, \square : $3c_0$, \square : $2c_0$, \square : $1c_0$, où c_0 est une concentration de référence de l’ordre de 0.1 g/L.

La façon dont nous avons procédé pour effectuer ces mesures est la suivante. Tout d’abord, nous nous assurons de la linéarité des capteurs de la caméra en comparant les signaux issus d’une source lumineuse d’intensité variable recueillis par la caméra et par un flux-mètre.

Nous calibrons ensuite en intensité la caméra en filmant une pastille en silicium immergée dans un récipient d’un mélange alcool-colorant de profondeur connue (voir figure 2.13). Les intensités recueillies par chaque pixel suivent la loi :

$$E(h) = g_0 + g_1 \exp(-ach) \quad (2.13)$$

où $E(h)$ est l’intensité lumineuse enregistrée par la caméra, g_0 un terme représentant l’intensité réfléchiée par l’interface air-liquide. g_1 l’intensité réfléchiée par l’interface liquide-solide, et $\exp(-ach)$ le terme d’absorption, où h est la profondeur du récipient, c la concentration en colorant, et a une grandeur propre au colorant utilisé. L’équation 2.13 est en bon accord avec nos observations comme indiqué sur la figure 2.12. Notons également que les grandeurs g_0 et g_1 sont en excellent accord avec les valeurs données par les coefficients de réflexion de Fresnel (Fresnel [1823]), ce qui sera discuté en annexe.

Lors des impacts, nous nous attendons à mesurer des épaisseurs de film liquide de l’ordre de la dizaine de micromètres. Comme il est difficile en pratique de réaliser des

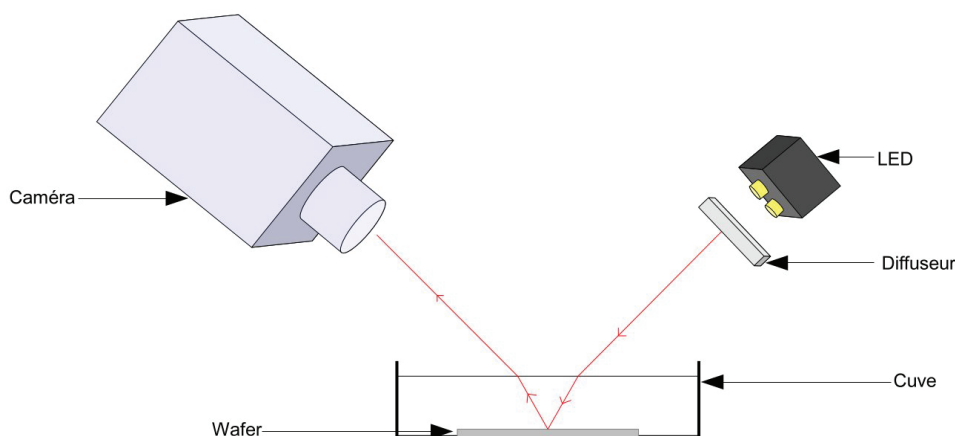


FIGURE 2.13 – Schéma de principe de l'étalonnage de l'intensité de la caméra pour la mesure d'épaisseur.

réipients d'une telle épaisseur, nous avons effectué la calibration en intensité dans des bacs de profondeurs centimétriques et avec une concentration cent fois plus faible que lors des impacts. Ainsi les niveaux de gris sont sensiblement les mêmes durant l'impact et lors de l'étalonnage.

Soulignons aussi que pour améliorer la précision des mesures, du fait de la symétrie radiale de l'impact, toutes les mesures ont été effectuées en moyennant l'épaisseur mesurée sur des couronnes de largeur dr centrées sur la position radiale r .

La difficulté principale de cette mesure réside dans le fait que nous cherchons à mesurer une intensité lumineuse en sortie d'un film liquide de profil inconnu *a priori*. Or pour une interface courbée, il se produit des effets de focalisation de lumière due à la déflexion des rayons lumineux du fait de la réflexion sur l'interface air-liquide et de la réfraction sur cette même interface. Cette méthode est donc *a priori* limitée à la mesure d'épaisseur de films quasi-plans et horizontaux.

Pour étendre le domaine de validité de cette méthode, au lieu de ne filmer qu'un seul impact de liquide avec colorant, nous avons systématiquement filmé dans les mêmes conditions expérimentales un impact de goutte avec et un impact sans colorant afin de discriminer les effets dus à l'absorption lumineuse et les effets géométriques de focalisation de lumière. Les détails de cette méthode sont donnés en annexe.

Cette méthode de mesure a été validée expérimentalement de deux manières. D'une part en mesurant l'épaisseur au centre du film liquide lors d'un impact, en appliquant à la fois la méthode d'absorption lumineuse et par analyse d'image en filmant la même goutte par le côté. Les résultats sont montrés sur la figure 2.14. La présence d'une zone de recouvrement des mesures issues des deux méthodes permet ainsi de valider

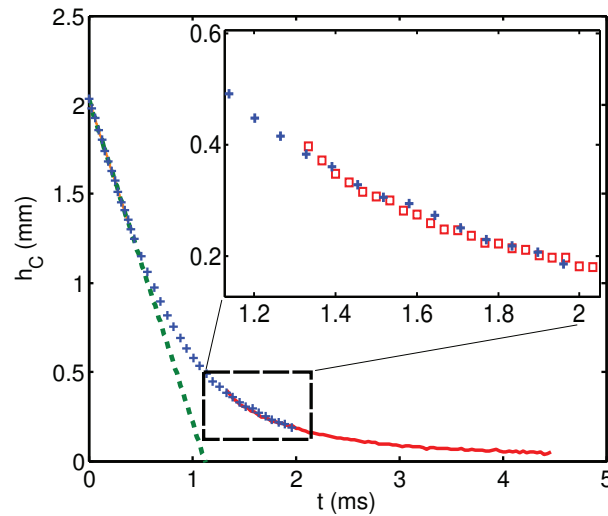


FIGURE 2.14 – Épaisseur au centre du film liquide lors d'un impact d'une goutte d'éthanol de vitesse $U = 1.8$ m/s et de rayon $R = 1.02$ mm en caléfaction. — : Épaisseur obtenue par méthode d'absorption lumineuse. + : Épaisseur obtenue par prise de vue sur le coté, avant d'être gêné par le bourrelet. - - - : $(2R - Ut)$.

la technique de mesure d'épaisseur par absorption lumineuse. Notons que la prise de vue sur la côté limite la mesure aux instants courts à cause de la présence du bourrelet liquide. La méthode d'absorption lumineuse permet quant à elle de mesurer l'épaisseur au centre de la goutte à partir de temps égaux à 2τ , et d'obtenir le profil complet à partir d'environ 4τ , ce qui sera démontré en annexe.

D'autre part, l'autre validation expérimentale a été effectuée en appliquant les mêmes méthodes de mesure (par le côté et par absorption lumineuse), à des gouttes d'eau posées. La figure 2.15 (a) montre la comparaison de ces deux méthodes appliquées à une goutte posée de $240 \mu\text{L}$ et de 8.6 mm d'extension radiale. Le volume de cette goutte a été contrôlé au moyen d'une micro-pipette. L'ancrage de la goutte sur un cercle de rayon 8.6 mm a été réalisé en effectuant un traitement hydrophobe (paraffine) à l'extérieur de ce cercle sur une pastille en silicium, naturellement hydrophile. La ligne triple s'ancre alors à la frontière entre la zone hydrophile et la zone hydrophobe. Comme le montre la figure 2.15 (b), l'accord entre les deux méthodes s'est révélé être satisfaisant pour des pentes allant jusqu'à environ 10° , les écarts de mesure variant alors de quelques pour-cents.

Enfin, cette méthode a aussi été validée par des calculs numériques d'intensité lumineuse issus de gouttes posées sur des surfaces réfléchissantes par une méthode de considération de pupilles, ce qui sera également discuté en annexe.

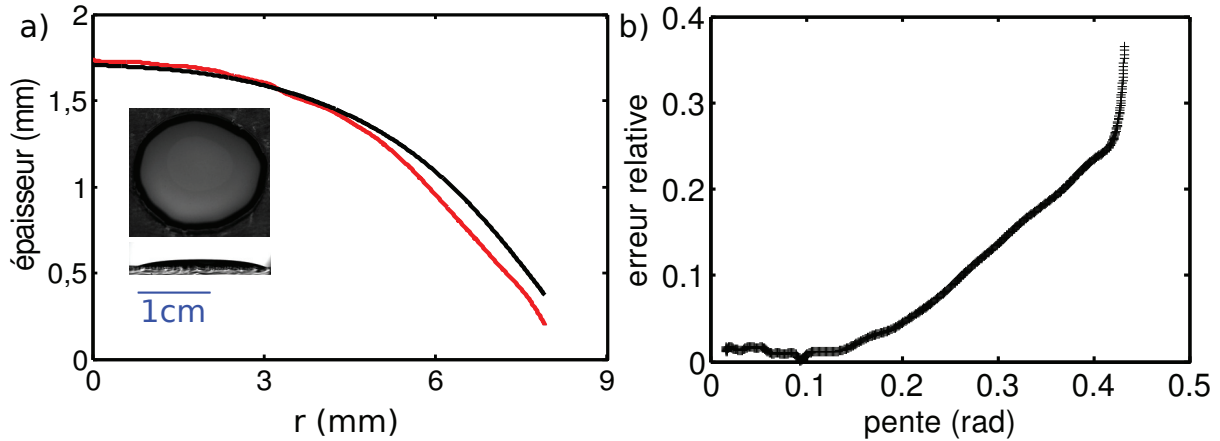


FIGURE 2.15 – (a) : Mesure du profil d'épaisseur pour une goutte posée de $240 \mu\text{L}$ de 8.6 mm d'extension radiale. — : mesure par absorption lumineuse, — : mesure par prise de vue de côté. (b) : Erreur relative sur l'épaisseur en fonction de la pente locale de l'interface.

2.4.2 Profil d'épaisseur en caléfaction

Sur la figure 2.16 sont montrés plusieurs profils d'une même goutte d'isopropanol en situation de caléfaction, à des temps différents. On constate que l'épaisseur du film liquide décroît jusqu'à des épaisseurs de l'ordre de la dizaine de micromètres. En pratique, nous avons observé que l'épaisseur du film liquide était toujours strictement décroissante et que la seule limitation à l'observation de cette décroissance est soit la nucléation de zones de démouillage, soit la rétractation de la goutte.

Afin de comprendre la dynamique d'étalement, des mesures de l'épaisseur centrale du film liquide ont été réalisées pour diverses conditions d'impact (figure 2.19 (a)). Une première estimation d'une loi pour la décroissance temporelle de l'épaisseur du film nous donne $h_c \propto t^{-\beta}$ avec $\beta = 1.7$, proche de 2.

Pour comprendre ce comportement, nous avons repris l'hypothèse d'un écoulement libre à partir d'un temps de l'ordre de τ . Donnons nous un profil de référence $H_{ref}(r)$ à un instant de référence $\alpha\tau$ que l'on prendra comme origine des temps $t' = t - \alpha\tau$, où α a été introduit à l'équation 2.6 et dont la valeur a été fixée à 1.

Considérons alors une particule fluide à la position radiale ξ à l'instant $t' = 0$. La vitesse radiale de cette particule fluide est constante d'après l'hypothèse d'écoulement libre, et vaut, d'après l'équation 2.6 :

$$v_r(\xi, t' = 0) = \frac{\xi}{2\alpha\tau}. \quad (2.14)$$

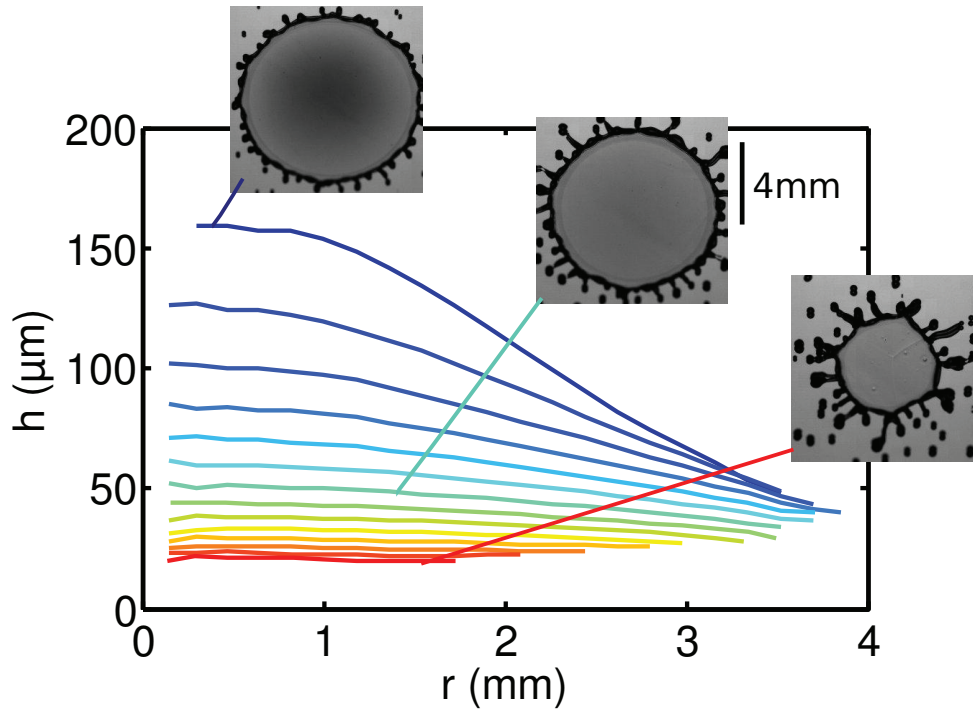


FIGURE 2.16 – Profils d'épaisseur d'une goutte d'éthanol caléfactante de rayon initial $R = 1.15$ mm impactant à $U = 2$ m/s une pastille en silicium chaude. Les différents profils sont espacés de 0.33 ms, pour des temps allant de 2.33 ms (courbe bleue) à 6.67 ms (courbe rouge).

La position radiale de cette même particule fluide à l'instant t' est donnée par :

$$r(\xi, t') = \xi + v_r t'. \quad (2.15)$$

Considérons la conservation de volume des éléments fluides initialement contenu entre les positions radiales ξ et $\xi + \partial\xi$, on a alors :

$$2\pi\xi H_{ref}(\xi)\partial\xi = 2\pi r h(\xi, t')\partial r. \quad (2.16)$$

Or on a, d'après l'équation 2.15 :

$$\xi = \frac{2r\alpha\tau}{t' + 2\alpha\tau} \text{ et } \partial\xi = \frac{2\alpha\partial r\tau}{t' + 2\alpha\tau}, \quad (2.17)$$

d'où une forme de solution :

$$h(r, t') = \frac{\alpha^2\tau^2}{(t' + 2\alpha\tau)^2} H_{ref}\left(\frac{2\alpha r\tau}{t' + 2\alpha\tau}\right), \quad (2.18)$$

ou encore, en reprenant comme origine des temps $t = t' + \alpha\tau$, en adimensionnant (par R et τ) et en renormalisation la fonction H_{ref} pour minimiser l'écriture des préfacteurs

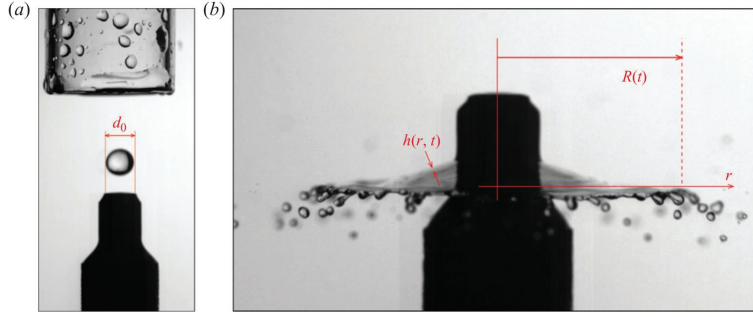


FIGURE 2.17 – Photographie du dispositif expérimental utilisé par Villiermaux et Bossa (impacts sur cible), l'image de droite est celle d'un impact de goutte d'eau de rayon 3 mm, de nombre de Weber 1800, impactant une cible de même rayon. L'image est montrée 8.3 ms après contact. Extrait de Villiermaux et Bossa [2011].

numériques :

$$h^*(r^*, t^*) = \frac{1}{(t^* + \alpha)^2} H_{ref}^* \left(\frac{r^*}{t^* + \alpha} \right). \quad (2.19)$$

Une autre solution pour le profil d'épaisseur a été proposé par Villiermaux et Bossa (Villiermaux et Bossa [2011]). Leur étude concerne les impacts de gouttes sur cibles, dont un exemple est représenté figure 2.17. Ces cibles sont des cylindres de mêmes rayons que les gouttes, ainsi, lors de l'étalement, les gouttes sont suspendues dans le vide, excepté pour la partie située à $r \leq R$. Cette situation, déjà mise en œuvre par Rozhkov et al. (voir Rozhkov et al. [2003]), ressemble donc fortement à celle de la caléfaction, puisqu'à l'extérieur des cibles, le liquide n'interagit qu'avec l'air environnant. L'analyse du profil de d'épaisseur s'appuie sur l'analogie faite avec le profil d'épaisseur d'un jet liquide cylindrique impactant une surface solide. Le profil d'épaisseur ainsi proposé par Villiermaux et Bossa est de la forme :

$$h'(r, t) \sim \frac{R^3}{Urt} \quad (2.20)$$

Toutefois, nos premières analyses de décroissance temporelle de l'épaisseur centrale se rapprochent davantage d'une loi de décroissance temporelle en t^{-2} conformément à l'équation 2.19 plutôt qu'une loi en t^{-1} comme proposée par Villiermaux et Bossa.

Pour rester en accord avec les mesures de vitesse effectuées, nous avons à nouveau imposé la condition $\alpha = 1$. La figure 2.19 (a) montre l'évolution temporelle de l'épaisseur mesurée au centre du film liquide. On remarque sur la figure 2.19 (b) que toutes nos données adimensionnées s'alignent sur une courbe maîtresse, appuyant encore l'hypothèse d'écoulement libre. Nous avons d'ailleurs constaté que les mesures d'épaisseur

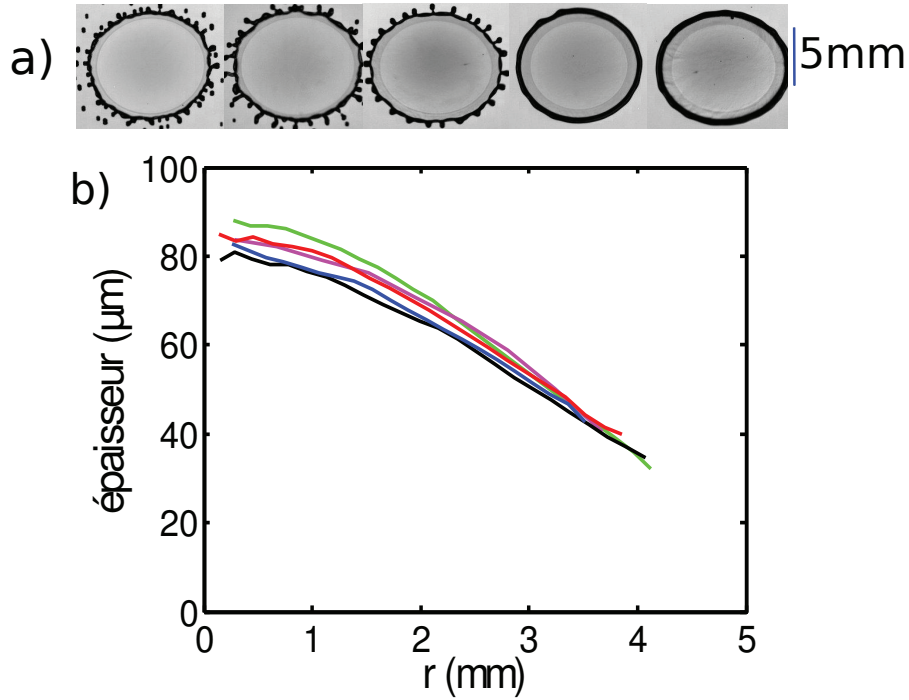


FIGURE 2.18 – (a) : Photographies de gouttes de rayon initial $R = 1.15$ mm impactant à $U = 2$ m/s en situation de caléfaction. de gauche à droite : goutte d'éthanol ($\nu = 1.52$ mm²/s), isopropanol ($\nu = 3$ mm²/s), mélanges isopropanol-glycérol à 15% ($\nu = 6$ mm²/s), 30% ($\nu = 14.1$ mm²/s) et 45% ($\nu = 32$ mm²/s). Les photographies sont toutes prises 3.33 ms après impact. (b) Profils d'épaisseur correspondants : — éthanol, — : isopropanol, — : mélange isopropanol-glycérol à 15%, — : mélange isopropanol-glycérol à 30%, — : mélange isopropanol-glycérol à 45%.

effectuées dans le film liquide sont bien indépendantes de la viscosité du liquide utilisé, pour des viscosités allant de 1 mm²/s à 32 mm²/s. On constate en effet sur la figure 2.18) des écarts relatifs d'épaisseur n'excédant pas 10 %, et ne montrant aucune tendance systématique en fonction de ν . Soulignons par contre la stabilisation du bourrelet liquide au fur et à mesure que la viscosité du liquide augmente.

L'épaisseur centrale adimensionnée h_c^* du film liquide a ainsi pu être mesurée comme valant :

$$h_c^* = \frac{3.19}{(t^* + 1)^2}. \quad (2.21)$$

Des profils radiaux d'épaisseur ont été proposé par Eggers (Eggers et al. [2010]) sous la forme :

$$H_{ref}^*(x) = \frac{K_0}{(1 + Cx^2)^6} \text{ avec } x = \frac{r^*}{t^* + \alpha\tau} \quad (2.22)$$

où K_0 et C sont des constantes de l'ordre de 1.

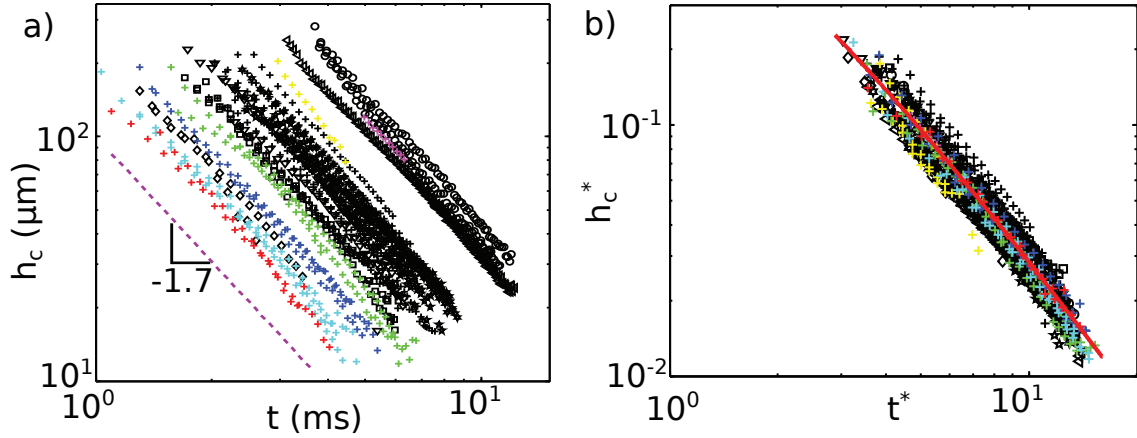


FIGURE 2.19 – (a) Épaisseur au centre du film liquide h_c en fonction du temps pour de nombreux impacts en caléfaction (U varie de 1 à 4 m/s et R varie de 0.8 mm et 1.8 mm). (b) Épaisseur adimensionnée h_c^* en fonction du temps adimensionné t^* . La courbe rouge est un ajustement satisfaisant l'équation $h^* = \frac{3.19}{(t^*+1)^2}$ (voir équation 2.21).

Afin de vérifier la validité de ce profil auto-similaire, nous nous sommes affranchis de la valeur de α , comme suggéré par Eggers et al. (Eggers et al. [2010]). En effet, nous avons vu qu'il est difficile de mesurer précisément sa valeur. H_{ref}^* a pour cela été mesurée comme le rapport de l'épaisseur, divisée par l'épaisseur au centre. Le paramètre $x = \frac{r^*}{t^* + \alpha\tau}$ a quant à lui été pris comme étant proportionnel à $r\sqrt{h_c}$ conformément à l'équation 2.21 (le coefficient de proportionnalité valant $\sqrt{3.19} = 1.79$). x ainsi mesuré présente l'avantage d'être indépendant de la valeur de α dont une valeur précise nous échappe.

La figure 2.20 montre le résultat de cette analyse : $H_{ref}^* = \frac{h}{h_c}$ est tracé en fonction de $r\sqrt{h_c} \propto x$. On constate que comme prédit par Roisman et al. [2009] et Eggers et al. [2010], les profils mesurés s'alignent tous sur une même courbe maîtresse. La constante C introduite à l'équation 2.22 a été mesurée par un ajustement de nos données et vaut $C = 0.6$ en accord avec celle provenant des simulations numérique menées par Eggers et al. [2010] qui prévoient $C=0.625$.

Rappelons que ces mesures d'épaisseur ont été réalisées au même moment que Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]). Ces derniers ont mesuré des profils d'épaisseur par profilométrie par transformée de Fourier. Leurs mesures ont été effectuées uniquement dans le cas d'impacts froids, donc non-caléfactant. Toutefois, étant donné qu'il existe toujours un régime à temps court où les effets visqueux sont négligeables devant les effets inertiels, nous avons pu comparer nos valeurs aux leurs. L'épaisseur centrale

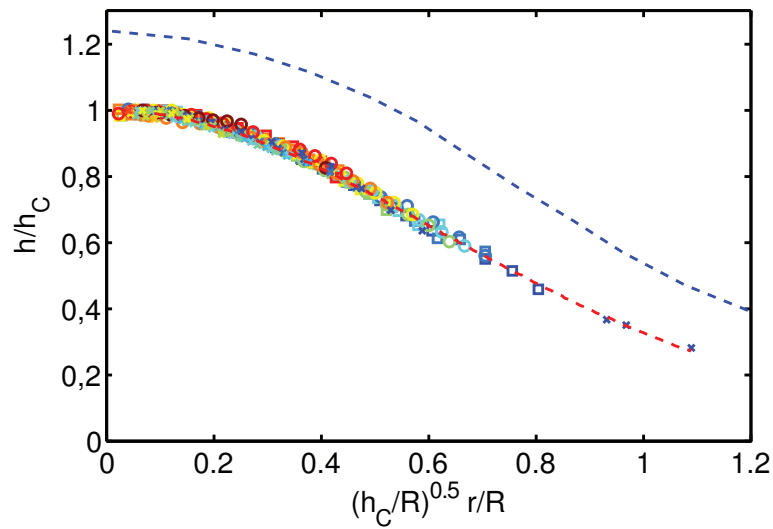


FIGURE 2.20 – Profils d'épaisseur adimensionnés à différents instants pour des impacts de gouttes d'éthanol en caléfaction. Ces gouttes ont un rayon initial variant de 0.8 *mm* à 1.8 *mm*, et de vitesse d'impact variant de 1 *m/s* à 4 *m/s*. Les profils sont montrés à partir d'un temps $t^*=4$ à intervalles réguliers de 0.33 ms. La courbe en pointillés rouges représente l'ajustement par la fonction donnée par l'équation 2.18, celle en pointillés bleus correspond à un profil mesuré par Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]) adimensionné par notre propre mesure d'épaisseur centrale, donnée à l'équation 2.21.

qu'ils mesurent, dans la limite inertielle, a la forme :

$$h_c(t) = A \frac{R^3}{U(t + BR/U)^2} \quad (2.23)$$

soit une forme identique à celle que nous mesurons. Les valeurs de A et B qu'ils mesurent sont $A = 3.94 \pm 0.24$ alors que nous mesurons une valeur de 3.19, et $B = 0.86 \pm 0.07$ alors que nous avons fixé cette valeur à 1. Par ailleurs, nous avons représenté le profil d'épaisseur adimensionné $\frac{h}{h_C}$ sur la figure 2.20. Nos mesures sont en plutôt bon accord qualitatif et semi-quantitatif. La différence de valeurs trouvées pouvant éventuellement venir du fait que les effets visqueux, même si ils sont faibles, se font ressentir aux instants considérés comme courts, ce qui aurait tendance à augmenter la valeur de l'épaisseur mesurée par Lagubeau et al., par rapport à notre situation de caléfaction. Notons également que dans le cas de Lagubeau et al., le mouillage de la goutte est non nul, ce qui peut ajouter des effets liés au déplacement de la ligne triple. Une autre hypothèse émise pouvant expliquer cette différence est due à l'écoulement de vapeur en dessous de la goutte, pouvant provoquer une perte de masse et un tirage de la goutte, venant accentuer l'étalement.

2.4.3 Profils d'épaisseur sur surface froide

Dans le cadre d'impacts en caléfaction, nous avons vu que rien ne limitait la décroissance de l'épaisseur du film liquide. La différence marquante avec le cas d'impacts froids est que, dans cette situation, au bout d'un certain temps, le film liquide reste figé et atteint une épaisseur uniforme de l'ordre la centaine de micromètres pour un impact d'éthanol à $U = 2$ m/s et $R = 1.15$ mm (voir figure 2.21).

Cette observation se comprend par le fait que le profil d'épaisseur et le flux radial sont liés du fait de la conservation du volume : plus le flux radial est élevé et plus la décroissance d'épaisseur est rapide. Or nous avons vu lors des mesures de vitesse qu'il s'établit un profil de couche limite visqueuse entre le film liquide et la paroi. Cette couche limite correspondant à une épaisseur où le liquide est "stagnant", on comprend aisément que le flux radial de fluide est moins élevé que dans le cas libre de la caléfaction. On s'attend aussi à ce que l'épaisseur cesse de diminuer dès lors que la surface libre du liquide devient de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite qui s'est développée car alors, tout le film liquide est "figé". On s'attend dans ce cas à des épaisseurs finales de l'ordre de $h_f \sim \sqrt{\nu t_{\text{étalement}}}$ où le temps d'étalement est de l'ordre de $t_{\text{étalement}} \sim 1$ ms, $\nu = 1.5$ mm²/s pour l'éthanol à température ambiante, on a alors $h_f \sim 50$ μm du même ordre que nos observations.

Les prédictions numériques et théoriques pour le profil d'épaisseur dans le cas d'impacts de gouttes visqueuses avec condition de non glissement aux parois (Roisman [2009]) donnent une correction simple au profil que l'on obtient dans le cas d'impact en caléfaction :

$$h_{c,\text{visqueux}}^* = h_{c,\text{inertiel}}^* + \beta \sqrt{\frac{t^*}{Re}} \quad (2.24)$$

où $h_{c,\text{inertiel}}$ correspond à l'épaisseur d'un impact en situation de friction visqueuse nulle avec la paroi (équation 2.19). La figure 2.22 montre que nos mesures sont en excellent accord avec les prévisions théoriques de Roisman [2009], avec un préfacteur mesuré de $\beta = 0.49$ comme prédit par Roisman et al..

Ce modèle théorique, en accord avec nos données expérimentales permet également de prévoir l'épaisseur finale du film liquide. En effet, on prévoit que le film liquide cesse de s'amincir lorsque le terme inertiel d'épaisseur est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de couche limite, soit :

$$\frac{R^3}{U^2(t + \tau)^2} \sim \sqrt{\nu(t + \tau)}, \quad (2.25)$$

ce qui donne un temps caractéristique d'étalement :

$$t + \tau \propto \tau R_e^{\frac{1}{5}} \quad (2.26)$$

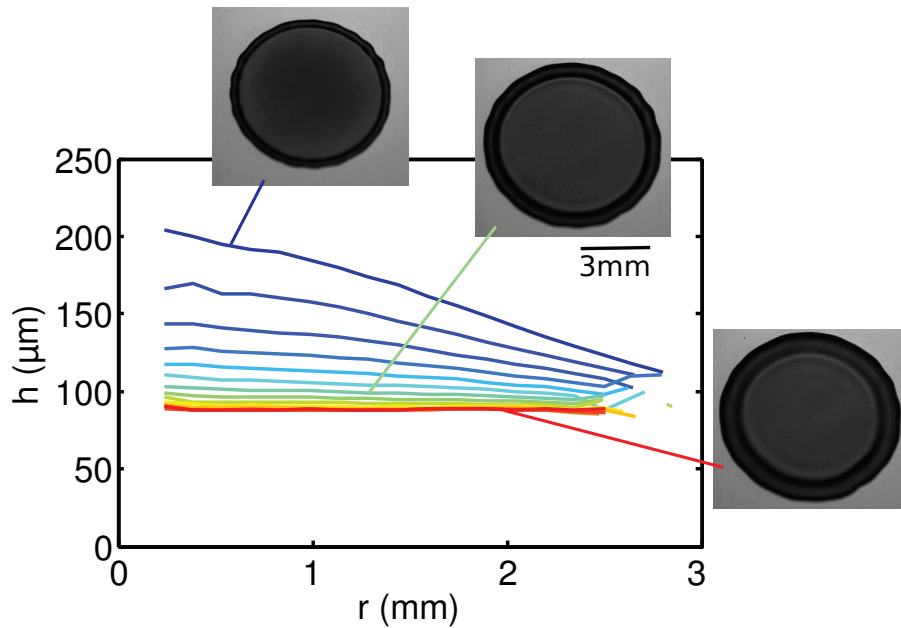


FIGURE 2.21 – Profils d'épaisseur d'une goutte d'éthanol de rayon initial $R = 1.15$ mm impactant à $U = 2$ m/s une pastille lisse et froide en silicium. Les différents profils sont espacés de 0.33 ms, pour des temps allant de 2.33 ms (courbe bleue) à 6.67 ms (courbe rouge).

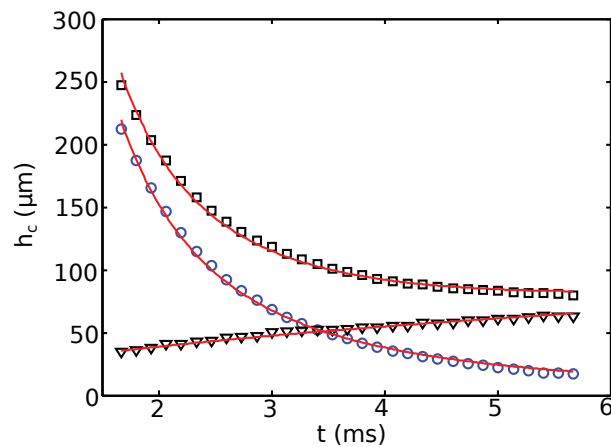


FIGURE 2.22 – Évolution temporelle de l'épaisseur centrale pour un impact froid (\square), et pour un impact caléfactant (\circ) et de la différence entre les deux. Chaque cas correspond à l'impact d'une goutte d'éthanol impactant à $U = 2$ m/s et de rayon initial $R = 1.1$ m/s. Les courbes expérimentales sont ajustées avec l'équation 2.21 pour l'impact en caléfaction, et avec l'équation 2.24, où $\delta = 0.49$.

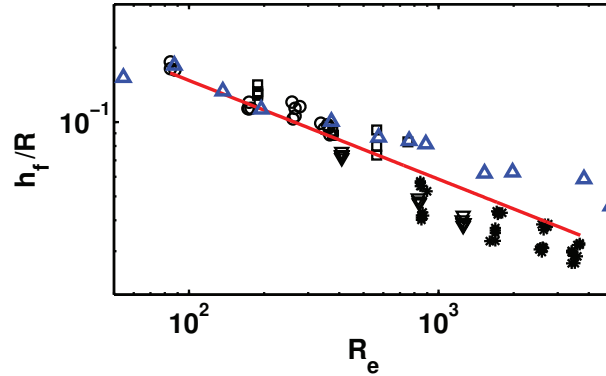


FIGURE 2.23 – Évolution de l'épaisseur finale pour des impacts froids en fonction du nombre de Reynolds R_e . Les liquides utilisés sont de l'éthanol ($*$: $\nu = 1.4 \text{ mm}^2/\text{s}$), de l'isopropanol (∇ : $\nu = 2.8 \text{ mm}^2/\text{s}$), et des mélanges isopropanol-glycérol (\square : $\nu = 6.0 \text{ mm}^2/\text{s}$ et \circ : $\nu = 12.9 \text{ mm}^2/\text{s}$). \triangle : Impacts d'eau sur surfaces froides, extraits de Lagubeau et al. [2012]. La ligne rouge est un ajustement donnant $0.93R_e^{-\frac{2}{5}}$.

et une épaisseur finale h_f de l'ordre de :

$$h_f \propto R R_e^{-\frac{2}{5}}. \quad (2.27)$$

Nous avons donc mesuré cette épaisseur finale pour divers nombres de Reynolds en faisant varier la viscosité du liquide et les paramètres d'impact de la goutte (rayon initial et vitesse d'impact). Il n'a pas été possible de mesurer l'épaisseur finale à très bas Reynolds à cause du très faible étalement des gouttes et par conséquent des fortes courbures empêchant la méthode de mesure par absorption lumineuse. Les résultats sont montrés figure 2.23. Nos mesures sont en bon accord avec l'équation 2.27 avec un pré-facteur mesuré de 0.93 (voir figure 2.23). La loi $h_f \propto R_e^{-\frac{2}{5}}$ a également été mise en évidence par Lagubeau et al., sur une gamme de nombres de Reynolds allant de 10^0 à 10^4 , validant ainsi ce modèle même aux "petits" nombres de Reynold (de l'ordre de 10), où la méthode d'absorption lumineuse est inadaptée.

2.5 Conclusion

Nous avons donc montré dans ce chapitre que de nouvelles techniques de mesures ont pu être développées afin d'avoir accès à la dynamique locale d'étalement. La méthode de PIV nous a permis d'avoir accès aux champs de vitesse à l'intérieur du film liquide lors de son étalement, et la méthode de mesure d'absorption lumineuse nous a permis de remonter aux profils d'épaisseur.

Ces mesures nous ont permis de mettre en évidence la différence de friction visqueuse liquide-paroi qui existe dans les deux situations modèles étudiées. En particulier, les champs de vitesse et profils d'épaisseur obtenus en caléfaction valident l'hypothèse d'une friction quasi-nulle entre la paroi solide et le film liquide lors de la phase d'étalement. Ces mesures se sont avérées en excellent accord avec les prévisions théoriques et numériques d'impact de goutte liquide sur des parois solides dans la limite de viscosité nulle. La comparaison du cas Leidenfrost avec celui d'impact sur surface froide a ainsi clairement fait apparaître le développement d'une couche limite visqueuse dans cette autre situation modèle, qui n'apparaît pas en situation de caléfaction.

Toutes ces données nous procurent une base solide pour une compréhension plus fine du phénomène d'impact de goutte. Dans le chapitre suivant, nous verrons que ces mesures nous ont permis de modéliser de façon précise la dynamique d'étalement afin de retrouver plusieurs comportements globaux tels que l'étalement maximal des gouttes ou la durée d'étalement. Ces données servent également de point de départ à la compréhension de dynamique d'étalement dans des situations plus subtiles telles que les impacts sur surfaces rugueuses, les impacts sur défauts ou les impacts sur surfaces mobiles qui seront également discutés dans la suite de cette thèse.

ans ce mode

Chapitre 3

Dynamique globale d'impact

Nous avons vu en introduction les limitations qu'engendre une approche entièrement globale de la dynamique d'impacts. En effet, les mesures locales effectuées révèlent des échelles de distances et de vitesses au sein du film liquide qui peuvent être très différentes de celles introduites en général, qui sont le rayon de la goutte et sa vitesse d'impact. Nous nous proposons ici d'introduire ces nouvelles données pour décrire la dynamique de l'impact d'une goutte.

3.1 État de l'art

Jusqu'à présent, la plupart des analyses permettant de prévoir la dynamique globale d'un impact reposait sur des arguments de conservations dans la goutte. Ces arguments n'ont pas toujours pu être vérifiés, et seules leurs conséquences ont pu être examinées, ce qui peut occulter la physique sous-jacente des phénomènes mis en jeu dans la dynamique d'impact. D'ailleurs, même si ces raisonnements globaux se sont avérés pertinents pour prédire certaines caractéristiques, comme le temps de contact par exemple, certaines questions restent en suspens comme la dynamique du bord de la goutte, voire dans certains régimes son rayon maximal d'étalement.

Pour dépasser les limitations de ces approches, la démarche naturelle consiste à accéder désormais à une connaissance des propriétés à une échelle locale, à partir desquelles on pourra ensuite reconstruire et mieux appréhender la dynamique d'ensemble. Ce n'est que très récemment que des données locales concernant la dynamique du film liquide lors de l'étalement de la goutte ont été obtenues et utilisées afin d'étudier la dynamique d'impact dans sa globalité. Eggers et al. (Eggers et al. [2010]) ont ainsi utilisé les profils d'épaisseur et champs de vitesse auto-similaires proposés dans leur

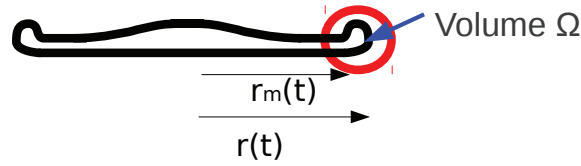


FIGURE 3.1 – Modélisation du bourrelet. $r_m(t)$ représente le rayon à partir duquel le film liquide s'arrête et le bourrelet commence. $r(t)$ représente le rayon total de la goutte, en prenant en compte le bourrelet.

étude théorique et numérique afin de concevoir un modèle décrivant la dynamique du bourrelet liquide se formant à la périphérie du film liquide. Ce modèle a également été repris par Villermaux et Bossa (Villermaux et Bossa [2011]) lors d'impact de gouttes sur des cibles solides de mêmes diamètres que ceux des gouttes. Néanmoins, Villermaux et Bossa proposent de s'appuyer sur une description très différente des profils d'épaisseur, fondée sur l'analogie effectuée avec le profil d'un jet liquide impactant une surface solide (voir équation 2.20 page 56).

3.2 Caléfaction

3.2.1 Dynamique du bourrelet

Une fois les propriétés locales de vitesse et d'épaisseur de la goutte en étalement connues, le seul paramètre manquant à la description est l'extension de la nappe, matérialisée par la position d'un bourrelet terminal. Nous noterons $\Omega(t)$ le volume de ce bourrelet, $r_m(t)$ la position de ce bourrelet, $r(t)$ le rayon total de la goutte en tenant compte du bourrelet. On notera par un point les dérivées temporelles ($\dot{r}_m(t)$ représente la vitesse du bourrelet par exemple). Ce bourrelet est soumis à une force d'origine capillaire due à la tension de surface du liquide, et une force de poussée due au liquide transitant entre le film liquide et le bourrelet.

3.2.1.1 Équation de la dynamique du bourrelet

La force d'origine capillaire agissant sur le bourrelet est donnée par deux fois la tension de surface (une fois sur chaque face du film), multipliée par le périmètre du bourrelet¹ :

1. En toute rigueur, il faut considérer cette force par unité de secteur angulaire, ce qui revient à multiplier toutes les forces et les variations de grandeurs extensive par un angle élémentaire $d\theta$.

$$F_{capillaire}(t) = -4\pi\gamma r_m(t) \quad (3.1)$$

Considérons la force de poussée induite par le transfert de quantité de mouvement entre le film liquide et le bourrelet. La vitesse relative entre le bourrelet et le film est $\dot{r}_m(t) - v(r_m, t)$ où $v(r_m, t) = \frac{r_m(t)}{t+\tau}$ est la vitesse dans le film liquide comme nous l'avons vu à l'équation 2.6 page 45.

Le débit volumique entre le film et le bourrelet est quant à lui donné par :

$$\dot{\Omega}(t) = 2\pi r_m h(r_m, t)(v(r_m, t) - \dot{r}_m) \quad (3.2)$$

où $h(r_m, t)$ est l'épaisseur du film liquide au niveau du bourrelet, donnée par l'équation 2.19 . Il en résulte alors une force de poussée :

$$F_{poussée}(t) = \rho \dot{\Omega}(t) v(r_m, t). \quad (3.3)$$

En équilibrant ces deux forces avec la dérivée temporelle de la quantité de mouvement radiale du bourrelet $\rho \Omega \dot{r}_m(t)$, on obtient alors :

$$\rho(\Omega(t)\ddot{r}_m(t) + \dot{\Omega}(t)\dot{r}_m(t)) = -4\pi\gamma r_m(t) + \rho \dot{\Omega}(t)v(r_m, t). \quad (3.4)$$

En explicitant les expressions de $\dot{\Omega}(t)$, et en adimensionnant cette équation ainsi que l'équation 3.2, on a finalement le système :

$$\begin{cases} W_e(\ddot{r}_m^* \Omega^* + \dot{r}_m^* \dot{\Omega}^* - 2\pi r_m^* h^*(v^* - \dot{r}_m^*)v^* = -4\pi r_m^* \\ \dot{\Omega}^* = 2\pi r_m^* h^*(v^* - \dot{r}_m^*) \end{cases} \quad (3.5)$$

h^* et v^* étant connues grâce aux mesures locales présentées au chapitre précédent, ce système d'équation est soluble numériquement et nécessite des conditions initiales sur r_m , \dot{r}_m et Ω .

Notons que dans le cas particulier où l'épaisseur h serait constante et uniforme, et où le fluide dans le film liquide serait au repos, il existe une solution à vitesse \dot{r}_m constante telle que $\dot{r}_m = \sqrt{2\gamma/(\rho h)}$ correspondant à la vitesse de démouillage inertiel de Culick (Culick [1960]). Cette vitesse, de l'ordre de 1 m/s pour des épaisseurs égales à 50 μm est proche de nos observations expérimentales.

Enfin, la grandeur mesurée étant le rayon total de la goutte $r(t)$, il a fallu introduire une forme du bourrelet. Pour cela, nous avons supposé que le bourrelet liquide avait une forme torique ou demi-torique comme représenté à la figure 3.2, ce qui induit une relation entre le volume du bourrelet Ω , son rayon intérieur r_m et son rayon extérieur

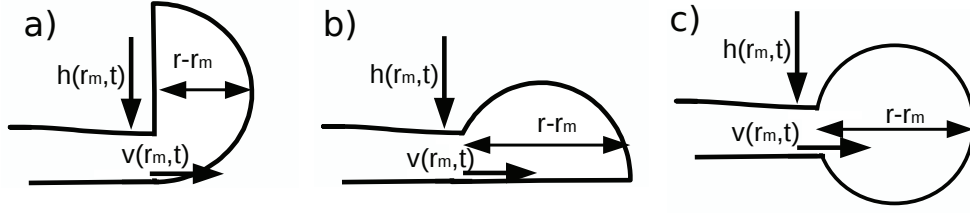


FIGURE 3.2 – Vues schématiques du bourrelet, modélisé par un demi-tore vertical (a), par un demi-tore horizontal (b) ou par un tore complet (c). $h(r_m, t)$ représente l'épaisseur du film liquide précédant le début du bourrelet, et $v(r_m, t)$ la vitesse dans le film liquide.

r :

$$\begin{cases} \Omega = 2\pi^2 r_m (r - r_m)^2 & \text{pour un demi-tore vertical} \\ \Omega = \pi^2 (r_m + r) (r - r_m)^2 & \text{pour un demi-tore horizontal} \\ \Omega = 2\pi^2 (r_m + r) (r - r_m)^2 & \text{pour un tore complet} \end{cases} \quad (3.6)$$

Compte tenu du manque d'information concernant la forme exacte du bourrelet liquide, le choix de sa forme reste une donnée arbitraire. En effet, toute forme de bourrelet ayant une extension verticale et horizontale du même ordre de grandeur peut sembler satisfaisante. Trois formes relativement simples ont été retenues dans le but d'encadrer l'extension du bourrelet, sachant que la forme réelle du bourrelet est certainement différente car la tension de surface interdit les discontinuités du courbure de la surface libre.

Il faut souligner que dans ce modèle, nous avons également choisi d'imposer à la vitesse du bourrelet d'être \dot{r}_m , alors que sa vitesse moyenne est intermédiaire entre \dot{r}_m et \dot{r} . Nous avons en effet observé expérimentalement que la variation de largeur $r - r_m$ du bourrelet était faible au cours du temps, et par conséquent, $\dot{r} \simeq \dot{r}_m$. Pour appuyer cette approximation, dérivons par rapport au temps l'équation 3.6 dans le cas du demi-tore vertical, on a alors :

$$(\dot{r} - \dot{r}_m) = \frac{2\pi\dot{r}_m(r - r_m)^2 - \dot{\Omega}}{4\pi r_m(r - r_m)}. \quad (3.7)$$

En remplaçant $\dot{\Omega}$ par son expression (cf. equation 3.2), on a :

$$(\dot{r} - \dot{r}_m) = \frac{\dot{r}_m - \dot{r}_m(r - r_m)^2 - h(r_m, t)v(r_m, t)}{2r_m(r - r_m)}. \quad (3.8)$$

Nous justifions a posteriori que cette condition est bien vérifiée dans ce modèle, aux nombres de Weber considérés. Sur la figure 3.5 est représenté $\frac{\dot{r}^*(t^*=1) - \dot{r}_m^*(t^*=1)}{\dot{r}_m^*(t^*=1)}$ en fonction du nombre de Weber. Le cas le plus défavorable correspond aux bas nombres de

Weber, où ce terme vaut 0.08 pour $W_e = 20$. Ce terme décroît à la fois avec le nombre de Weber et avec le temps, ce qui justifie que nous puissions assimiler la vitesse du bourrelet à \dot{r}_m .

3.2.1.2 Conditions initiales

Le chapitre précédent concernait la mesure de données locales lors de l'étalement de la goutte, ce qui correspond à la troisième étape d'un impact si on se réfère à la schématisation introduite à la figure 2.1 page 35. Cette phase d'étalement permet de modéliser le comportement global de la goutte via les équations introduites au paragraphe précédent concernant la dynamique du bourrelet liquide. Toutefois, pour résoudre ce système d'équation, il est nécessaire de lui imposer trois conditions initiales (le système 3.5 étant constitué d'une équation d'ordre deux et d'une d'ordre un). Ces conditions initiales correspondent dans notre cas à la fin de l'étape d'aplatissement (étape n° 2 du phénomène d'impact schématisée figure 2.1 page 35), que nous n'avons pas étudiée.

Nous avons choisi de nous intéresser aux conditions initiales à l'instant $t = \tau$, qui est un temps intermédiaire entre la phase d'aplatissement et la phase d'étalement.

Nous avons dans un premier temps supposé que les champs de vitesse et d'épaisseur au niveau du bourrelet étaient ceux décrits aux équations 2.6 et 2.18. Le volume initial du bourrelet a été pris en choisissant comme condition que le profil d'épaisseur était partout identique à celui décrit à l'équation 2.18. on a donc :

$$\Omega^*(t^* = 1) = \frac{4}{3}\pi - \int_0^{r_m(t^*=1)} 2\pi r h^*(r^*, t^* = 1) dr^*. \quad (3.9)$$

Il ne manque plus que deux conditions à déterminer : une sur la vitesse initiale du bourrelet et l'autre sur sa position. Nous avons pour cela recueilli des données concernant l'étalement d'une goutte en fonction du temps. Comme le montre la figure 3.3, pour des impacts en caléfaction, $r^*(t^*)$ est donné en assez bonne approximation par la loi $r^*(t^*) \propto t^{0.5}$, comme l'a également souligné Roisman (Roisman et al. [2009]). On a par conséquent que $\dot{r}_m^*(t^* = 1) = \dot{r}_m^*(t^* = 1)/2$. Cependant, à haute vitesse d'impact, ce terme peut dépasser la vitesse d'impact de la goutte, ce qui nous semble difficile à interpréter étant donné qu'aucun mécanisme physique n'accélère le fluide. Nous choisirons donc d'imposer une vitesse maximale du bourrelet égale à U durant la phase d'étalement. On a donc :

$$\dot{r}_m^*(t^* = 1) = \text{Min}(r_m^*(t^* = 1)/2, 1) \quad (3.10)$$

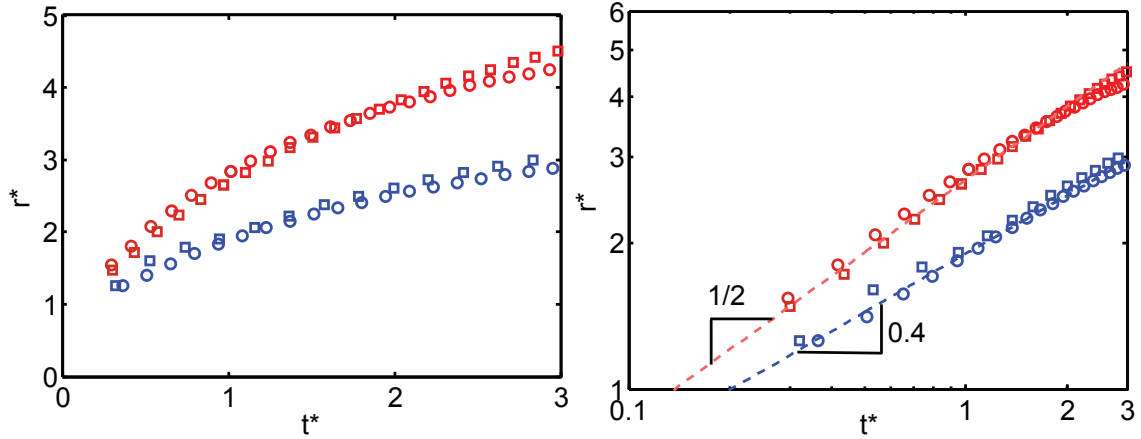


FIGURE 3.3 – Extension radiale adimensionnée r^* d'une goutte d'éthanol en fonction du temps adimensionné t^* . \square : Impact froid, $W_e = 245$, $R_e = 175$; \circ : Impact froid, $W_e = 118$, $R_e = 1190$; \square : impact caléfactant, $W_e = 245$, $R_e = 175$; \circ : impact caléfactant, $W_e = 118$, $R_e = 1190$.

Enfin, pour modéliser la position initiale du bourrelet liquide, nous avons supposé que pendant la phase d'aplatissement, la goutte adopte l'épaisseur qu'aurait une goutte posée soumise à l'accélération effective $g' = U/\tau = U^2/R$. D'où une épaisseur de l'ordre de $\sqrt{(\gamma/\rho g')}$. En supposant de plus que le volume initial du film liquide reste de l'ordre du volume initial de la goutte, on doit avoir alors : $\sqrt{(\gamma/\rho g')}r_m^2 \sim R^3$. Ce même argument a été avancé par Clanet et al. (Clanet et al. [2004]) pour expliquer l'étalement maximal des gouttes dans le régime inertio-capillaire. Il semble toutefois plus naturel dans ce modèle de dynamique de bourrelet d'affirmer que l'accélération effective que subit la goutte durant son aplatissement n'apparaît qu'à des temps de l'ordre de τ comme considéré ici. On a donc :

$$r_m^*(t^* = 1) \sim W_e^{\frac{1}{4}}. \quad (3.11)$$

Cette loi est relativement difficile à vérifier expérimentalement car, étant donné le profil extrêmement courbé et vallonné à temps courts (voir figure 3.4), il est difficile de délimiter objectivement la position du bourrelet à ces temps là, principalement à bas nombre de Weber (inférieur à 100 typiquement), où l'étalement est relativement faible pour visualiser correctement la position du bourrelet. Néanmoins, il est possible de décrire de façon satisfaisante la prédiction 3.11 avec un préfacteur numérique égal à 0.69.

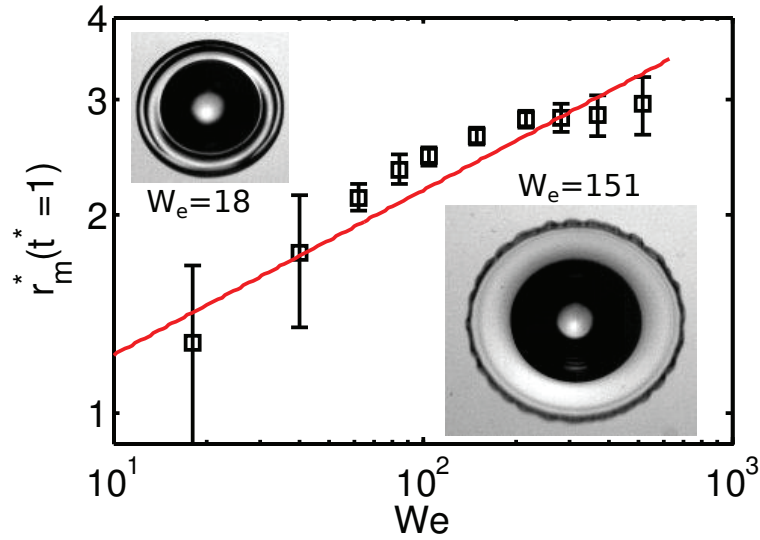


FIGURE 3.4 – Valeur initiale de la position adimensionnée du bourrelet $r_m^*(t^* = 1)$ en fonction du nombre de Weber. La courbe en rouge satisfait l'équation : $r_m^*(t^* = 1) = 0.69W_e^{\frac{1}{4}}$.

Finalement, on a les conditions initiales suivantes :

$$\begin{cases} r_m^*(t^* = 1) = 0.69W_e^{0.25} \\ \begin{cases} \dot{r}_m^*(t^* = 1) = r_m/2 \text{ si } W_e \leq 72 \\ \dot{r}_m^*(t^* = 1) = 1 \text{ sinon} \end{cases} \\ \Omega(t^* = 1) = \frac{4}{3}\pi - \frac{3.19\pi}{2} \int_0^{0.69W_e^{0.25}} \frac{dr}{(1+0.15r^2)^6} \end{cases} \quad (3.12)$$

Notons qu'une manière de simplifier le problème des conditions initiales est de supposer que le terme d'accélération $\Omega\ddot{r}_m$ est négligeable devant le terme $\dot{\Omega}\dot{r}_m$. Villermaux et Bossa (Villermaux et Bossa [2011]) ont en effet montré que cette approximation est en général vérifiée dès lors que le nombre de Weber est élevé. Cette approximation permet de s'affranchir de la condition initiale sur \dot{r}_m . Toutefois, nous avons choisi de conserver le terme d'accélération car au moment où l'extension de la goutte atteint son maximum, le terme de vitesse \dot{r}_m est nul, alors que l'accélération ne l'est pas.

Enfin, étant donné que nos techniques expérimentales de mesure d'épaisseur ne permettent pas d'obtenir de profil pour des temps courts, il est à ce stade difficile de choisir une condition initiale de manière objective sur le volume du bourrelet. Nous avons choisi de considérer qu'à $t^* = 1$ l'épaisseur du film liquide est celle du profil autosimilaire (voir equation 2.19 page 56) mesuré au chapitre précédent. Toutefois, cette hypothèse sur le profil d'épaisseur semble en conflit avec celle d'une épaisseur de l'ordre de la longueur capillaire construite sur l'accélération effective, cette dernière hypothèse ayant été effectuée pour estimer l'extension initiale de la goutte $r_m(t^* =$

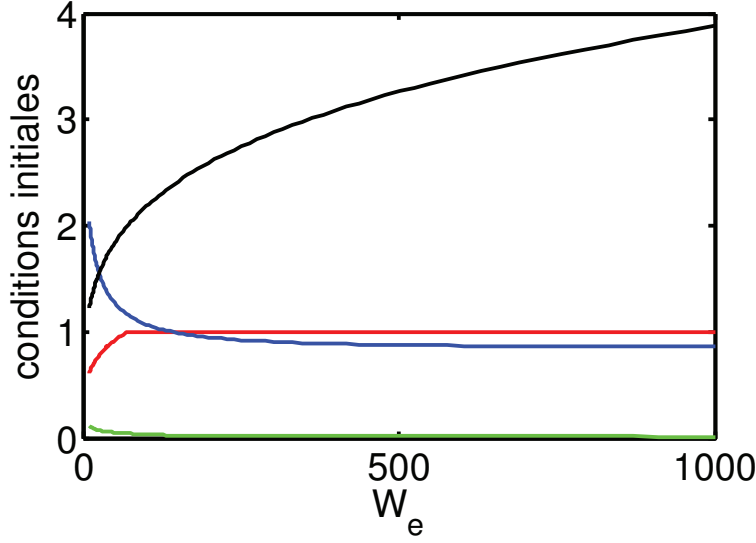


FIGURE 3.5 – Récapitulatif de l'ensemble des conditions initiales retenues, en fonction du nombre de Weber. — : $r_m^*(t^* = 1)$, — : $r_m^{*}(t^* = 1)$, — : $\Omega^*(t^* = 1)$, — : $\frac{\dot{r}^*(t^*=1) - \dot{r}_m^*(t^*=1)}{\dot{r}_m^*(t^*=1)}$.

1). Pour résoudre ce problème, il serait nécessaire de recueillir des données locales durant la phase d'aplatissement, c'est-à-dire à des temps de l'ordre de τ , ce que ne permettent pas les mesures de profils par absorption lumineuse. Néanmoins, si l'on calcule le volume initial du bourrelet en supposant que le film a une épaisseur constante égale à $2\sqrt{(\gamma R/\rho U^2)}$, et que l'extension radiale initiale est $r_m(t^* = 1) = 0.69W_e^{\frac{1}{4}}$, on aboutit à un volume initial du bourrelet liquide égal à $2\pi(2/3 - 0.69^2) = 1.2$. Or, d'après la figure 3.5, le volume initial adimensionné varie entre 1.65 et 0.85 pour des nombres de Weber allant de 20 à 1000. Les différences qu'induirait la prise en compte d'une épaisseur donnée par la longueur capillaire construite sur l'accélération effective $g' = U^2/R$ restent donc relativement faibles.

3.2.1.3 Validation du modèle

Nous venons de voir que dans l'hypothèse de mouillage nul et de friction nulle, il est possible de mettre en équation la dynamique du bourrelet. Ces équations (équations 3.4), associées aux conditions initiales (équations 3.12) constituent alors un système soluble numériquement, que nous avons résolu avec Matlab [®], en collaboration avec François Boyer.

Ce cas de mouillage et de friction nulle est évidemment à comparer aux données que nous avons pu recueillir pour des impacts en situation de caléfaction. Sur la figure 3.6

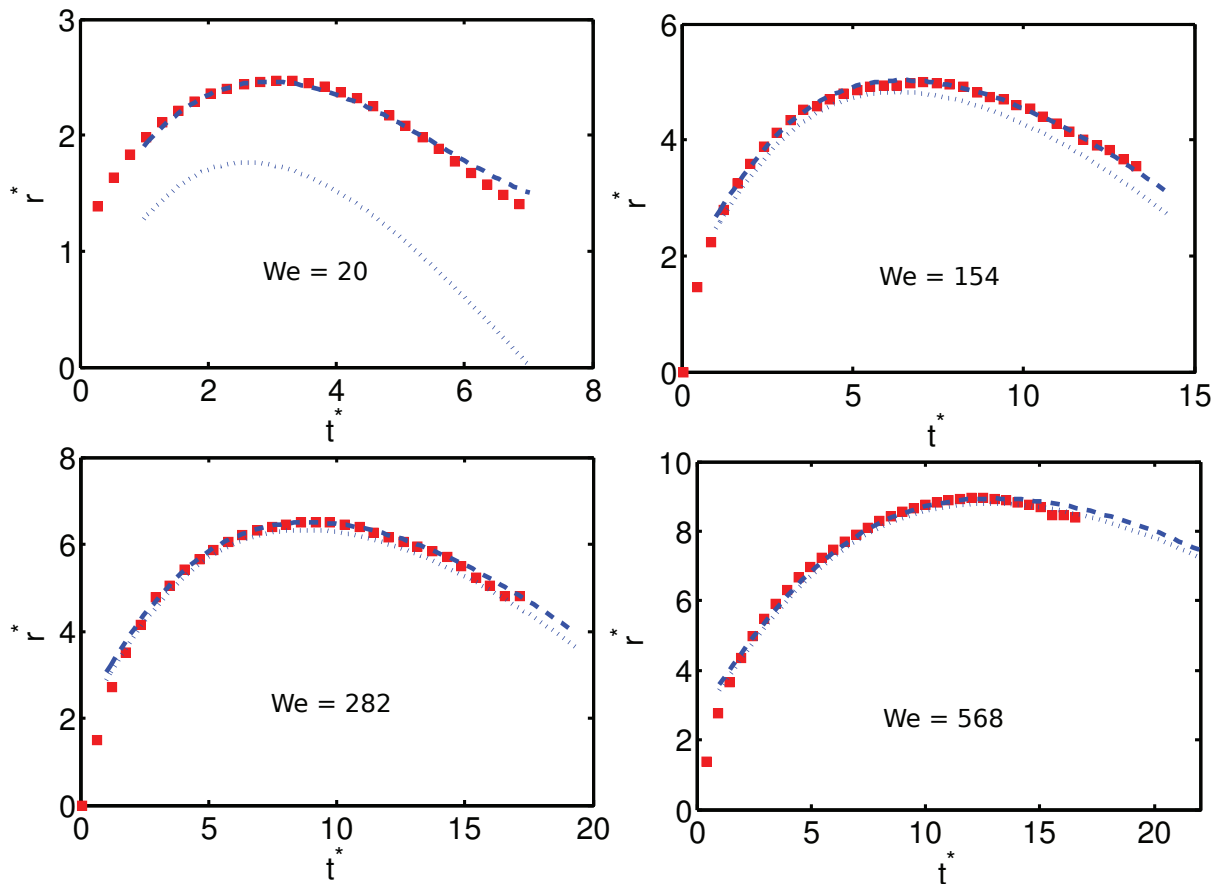


FIGURE 3.6 – Comparaison de l'étalement adimensionné r^* en fonction du temps adimensionné t^* pour différents nombres de Weber. ■ : points expérimentaux, - - - : $r^*(t^*)$ provenant du modèle théorique (avec un bourrelet en forme de demi-tore vertical), \cdots : $r_m^*(t^*)$ provenant du modèle théorique.

sont tracées plusieurs évolutions temporelles du rayon d'extension de la goutte $r^*(t^*)$, issues soit du modèle théorique, soit de nos mesures expérimentales. On constate déjà un excellent accord entre le modèle et les données expérimentales.

3.2.1.4 Étalement maximal

La résolution des équations de la dynamique du bourrelet nous permet d'extraire le rayon maximal en fonction du nombre de Weber, qui constitue l'un des paramètres globaux les plus couramment utilisés. Ces résultats sont présentés figure 3.7 et sont comparés à nos données expérimentales. Il est également possible de compléter celles-ci par des données d'étalement maximal issues de la littérature, et approchant elles aussi la situation de mouillage et de friction nuls : les collisions symétriques binaires (Willis et Orme [2003]), d'autres impacts réalisés en caléfaction (Tran et al. [2012]), des impacts

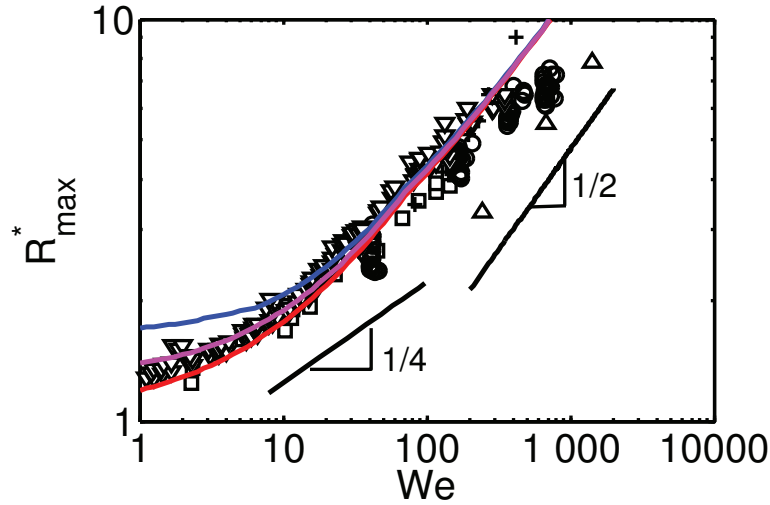


FIGURE 3.7 – Rayon maximal adimensionné atteint par une goutte en régime inertio-capillaire, en fonction du nombre de Weber. — : modèle théorique avec bourrelet en forme de demi-tore vertical, — : modèle théorique avec bourrelet en forme de demi-tore horizontal, — : modèle théorique avec bourrelet en forme de tore entier. \circ : points expérimentaux issus du travail effectué dans cette thèse. ∇ : impacts caléfactant (Tran et al. [2012]), \square : impacts sur surfaces superhydrophobes (Clanet et al. [2004]), \triangle : collisions binaires de gouttes (Willis et Orme [2003]), $+$: impacts sur cibles (Villermaux et Bossa [2011]).

sur cible (Villermaux et Bossa [2011]) et enfin de façon plus approximative des surfaces super-hydrophobes (Clanet et al. [2004]). On peut constater que le modèle du bourrelet donne des résultats en très bon accord avec la plupart des données expérimentales en situations de friction quasi-nulle.

À bas nombres de Weber (typiquement plus petits que 10), l'étalement maximal dépend de façon non négligeable de la forme du bourrelet. À plus haut nombre de Weber, lorsque l'étalement est grand, l'extension du bourrelet étant faible, l'étalement maximal n'en dépend plus de façon notable. Les données expérimentales semblent appuyer l'hypothèse d'un bourrelet de forme intermédiaire entre le demi-tore vertical et le tore complet.

Notons également que dans la gamme des nombres de Weber explorée (de 1 à 1000 environ), les résultats expérimentaux et théoriques n'obéissent à aucune loi d'échelle. Un comportement en $R_{max}^* \sim We^{\frac{1}{4}}$ peut éventuellement être observé à plutôt bas nombre de Weber (plus petit que 100), alors que le modèle prédit un comportement asymptotique en $R_{max}^* \sim We^{\frac{1}{2}}$ à hauts nombres de Weber.

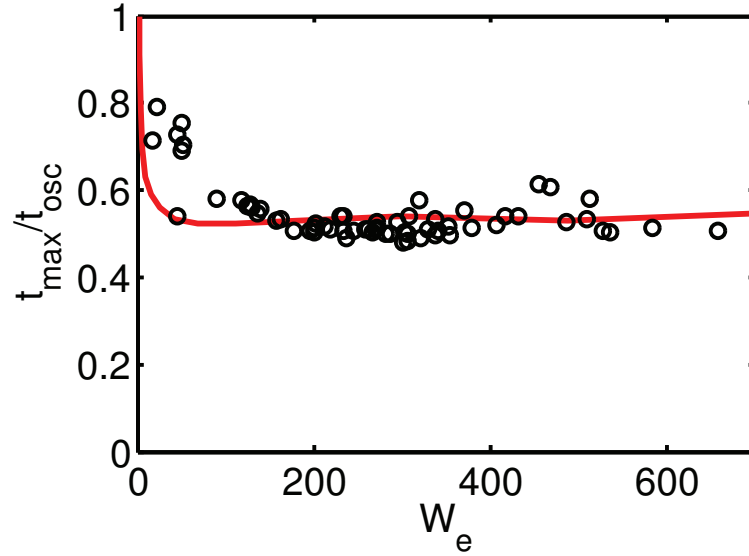


FIGURE 3.8 – Temps au bout duquel la goutte atteint son extension maximale t_{max} divisée par le temps d’oscillation t_{osc} . — : modèle théorique (avec bourrelet en forme de demi-tore vertical). \circ : points expérimentaux.

3.2.1.5 Temps caractéristiques

De la même façon, le modèle dynamique du bourrelet permet de prédire le temps au bout duquel l’extension radiale du bourrelet atteint son maximum. Nous noterons ce temps t_{max} . Afin de déterminer ce temps expérimentalement, nous avons effectué un ajustement polynomial de degré 2 autour de la position approximative de t_{max} . Ces ajustements permettent d’obtenir de façon très précise la valeur de t_{max} .

Le temps naturel pour adimensionner t_{max} est un temps construit sur les grandeurs inertielles et capillaires. Comme pour le temps de contact (Richard et al. [2002]), ce temps est du même ordre que le temps caractéristique d’oscillation d’une goutte, noté t_{osc} , et est donné par :

$$t_{osc} = \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}. \quad (3.13)$$

Sur la figure 3.8 est représenté t_{max} , adimensionné par t_{osc} . On constate encore une fois une bonne correspondance entre le modèle théorique et nos données expérimentales. Chacune des deux données prévoit qu’à haut Weber (supérieur à environ 50), t_{max} devient indépendant de la vitesse d’impact de la goutte et vaut environ $0.56 t_{osc}$

Notons que dans le cas inertio-capillaire de la caléfaction, deux temps caractéristiques interviennent : le temps d’aplatissement, égal à environ 2τ , et les temps caractéristiques d’étalement de la goutte $t_{max} = 0.56 t_{osc} = 0.56 \tau We^{\frac{1}{2}}$. Ces deux temps

sont égaux pour un nombre de Weber critique égal à $W_{e,c} = 13$. Or c'est autour de ce nombre de Weber qu'un étalement maximal en $We^{\frac{1}{4}}$ a pu être mesuré par Clanet et al. (Clanet et al. [2004]).

Une raison pour expliquer ces différences de comportement a déjà été abordée lors de l'établissement des conditions initiales. Pour des temps de l'ordre de τ , la goutte est soumise à sa propre décélération de l'ordre de $g' = U^2/R$, ce qui lui confère une épaisseur donnée par la longueur capillaire construite sur cette accélération, et une extension radiale obtenue par conservation du volume en $We^{\frac{1}{4}}$. Vient ensuite la phase d'étalement qui fait croître son extension jusqu'à une valeur de l'ordre de $We^{\frac{1}{2}}$. Par conséquent, il est judicieux de parler de phase d'étalement uniquement si la chronologie le permet, c'est-à-dire si le temps d'étalement est plus grand que le temps d'aplatissement, ce qui explique la différence de comportement à bas nombre de Weber et à haut nombre de Weber.

3.2.2 Conclusion

Nous avons vu qu'il était possible de mettre en équations la dynamique du bourrelet dans le cas d'impacts en caléfaction, en supposant une friction nulle entre le film liquide et la paroi, et que les seules forces agissant sur le bourrelet se limitaient aux forces capillaires et à la force de poussée due au flux de quantité de mouvement transitant entre le film liquide et le bourrelet.

La résolution de ces équations nécessite la connaissance de conditions initiales à des instant courts (de l'ordre de τ), intermédiaires entre la phase d'aplatissement et la phase d'étalement. Nous avons donc développé une série d'arguments afin d'obtenir ces conditions initiales, sachant que nos techniques expérimentales sont mises en défaut pour obtenir des données locales à ces instants.

Les équations de la dynamique du bourrelet couplées aux conditions initiales fournissent alors un système soluble numériquement, qui a pu être confronté aux données expérimentales. On a ainsi pu constater un excellent accord entre le modèle dynamique du bourrelet et les différentes données expérimentales correspondant soit à des expériences en caléfaction, soit à des expériences d'impact pour des situations dans lesquelles la friction est négligeable.

Ce modèle permet de capturer entièrement la physique sous-jacente à l'étalement de la goutte, et repose quasi-entièrement sur les mesures locales d'épaisseur et de vitesse effectuées au cours de cette thèse. Toutefois, ce qui reste absent de ce modèle est la compréhension de la physique des événements antérieurs à la phase d'étalement.

3.3 Impacts froids

Dans le cas de l'impact sur une surface froide, nous avons vu qu'il se développe une couche limite visqueuse à l'interface liquide-solide. Cette couche limite a une épaisseur de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$ qui correspond à la zone dans laquelle le liquide est stagnant. En dehors de la couche limite, on retrouve un écoulement inertiel car l'influence de la paroi solide n'a pas eu le temps de se propager jusque là.

Eggers et al. (Eggers et al. [2010]) ont adapté leur modélisation du bourrelet dynamique pour prendre en compte les effets de friction visqueuse. La différence entre le cas visqueux et le cas purement inertiel (se rapprochant de la situation de caléfaction) est incorporée dans la force de poussée. La différence est que l'écoulement inertiel n'est plus convecté sur toute l'épaisseur du film $h(r_m, t)$ mais uniquement sur la partie en dehors de la couche limite $Max(0, h(r_m, t) - a\sqrt{\nu t})$, où a est un scalaire ajustable.

Cependant, la figure 3.3 page 70 qui montre des différences surprenantes à temps courts entre la caléfaction et le cas froid suggère que la description est plus complexe, ne serait-ce qu'avec un changement de conditions initiales, mais aussi par la prise en compte d'efforts de friction entre le bourrelet et le substrat solide ainsi que la dissipation au niveau de la ligne triple mobile.

Nous avons donc choisi de ne pas modéliser le bourrelet dynamique comme nous avons pu le faire dans le cas des impacts en caléfaction. Nous nous sommes cependant intéressés aux conséquences qu'impliquent les mesures locales d'épaisseur et de vitesse que nous avons effectuées auparavant.

3.3.1 Temps caractéristiques

Au chapitre 2, nous avons vu que les mesures locales d'épaisseur faisaient apparaître un terme inertiel $h_{inertiel}^* = \frac{3.19}{(t+1)^2}$ déjà appréhendé lors des mesures locales en caléfaction, et un terme additionnel s'exprimant sous forme adimensionné $h_{add}^* = \delta \sqrt{\frac{t+1}{Re}}$. Cette forme d'épaisseur permet de prévoir que les effets visqueux deviendront prépondérants dès lors que $h_{inertiel} \simeq h_{add}$.

Cette considération nous a permis de construire un temps caractéristique visco-inertiel tel que $t + \alpha\tau \sim \tau Re^{\frac{1}{5}}$.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'il était difficile de mesurer précisément le scalaire α . Afin de s'affranchir de cette valeur, nous avons défini le temps caractéristique visqueux, noté t_v , comme le temps nécessaire à la goutte pour qu'elle passe de 75% à 90% de son étalement maximal. La différence entre ces deux instants étant attendue

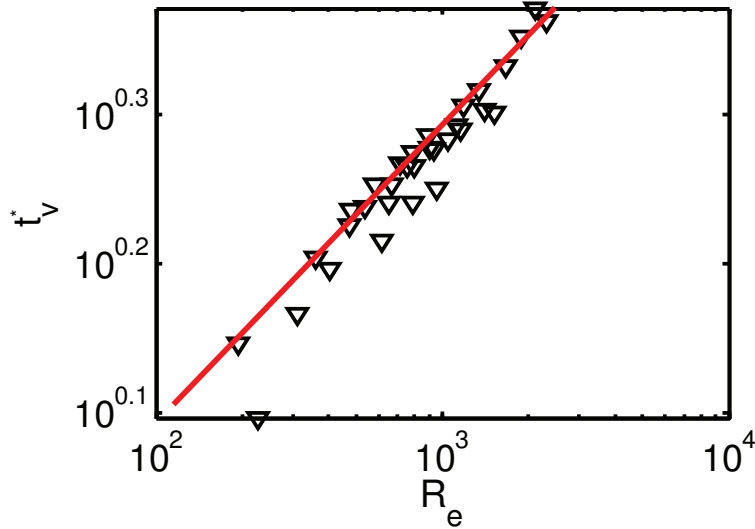


FIGURE 3.9 – Temps visqueux caractéristique, adimensionné par τ , en fonction du nombre de Reynolds. La courbe en rouge satisfait l'équation $t_v^* = 0.495 R_e^{\frac{1}{5}}$.

comme proportionnelle à $\tau R_e^{\frac{1}{5}}$. Le seuil particulier de 75% a été choisi du fait que la prise de vue par le dessus empêche de mesurer correctement des extensions radiales de goutte plus petites que leur rayon R .

Ce temps, adimensionné par le temps caractéristique τ , est représenté figure 3.9 en fonction du nombre de Reynolds. On constate un bon accord entre les prévisions provenant des mesures locales et le temps visqueux mesuré, ce qui a également été reporté par Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]).

3.3.2 Épaisseur limite

Comme déjà évoqué dans le chapitre 2, nous avons vu que l'épaisseur finale atteinte par le film liquide était de l'ordre de $h_f^* \sim R_e^{-\frac{2}{5}}$. Cette prédiction est en bon accord avec nos résultats expérimentaux (cf. figure 2.23), ainsi que ceux de Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]).

3.3.3 Étalement maximal

A partir des données concernant l'épaisseur maximale, si on considère la conservation du volume de la goutte, ce qui revient à négliger le volume du bourrelet, on s'attend à avoir :

$$R_{max}^2 h_f \sim R^3, \quad (3.14)$$

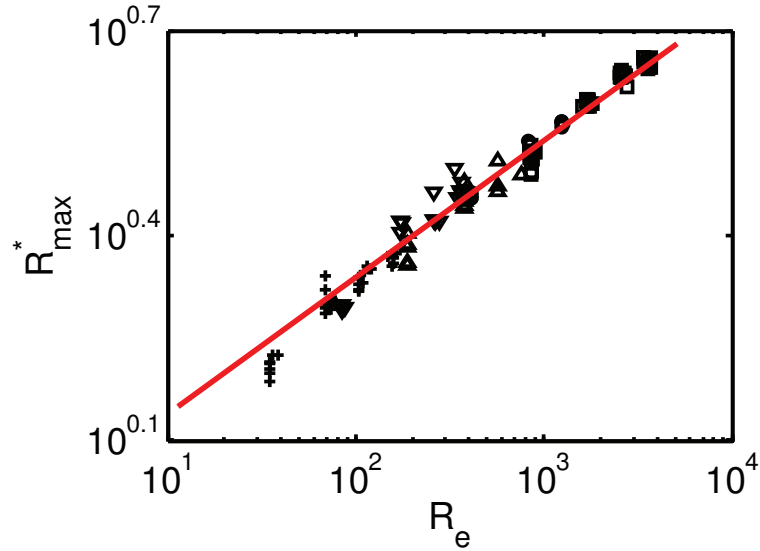


FIGURE 3.10 – Extension maximale adimensionnée R_{max}^* , en fonction du nombre de Reynolds pour des impacts froids. La courbe en rouge satisfait l'équation $R_{max}^* = 0.87R_e^{\frac{1}{5}}$. Les impacts ont été réalisés avec différents liquides : \square : éthanol, \circ : isopropanol, \triangle : mélange isopropanol-glycérol à 15%, ∇ : mélange isopropanol-glycérol à 30%, $+$: mélange isopropanol-glycérol à 45%.

avec $h_f \sim RR_e^{-\frac{2}{5}}$. D'où :

$$R_{max} \sim RR_e^{\frac{1}{5}}. \quad (3.15)$$

Cette prédiction est en bon accord avec les données expérimentales pour des nombres de Reynolds compris entre 10^2 et 10^4 comme le montre la figure 3.10. Toutefois, à plus bas nombres de Reynolds, le régime asymptotique $R_{max} \sim RR_e^{\frac{1}{5}}$, n'est pas atteint. Les plus bas nombre de Reynolds atteints, de l'ordre de 35, ont un temps visqueux adimensionné de l'ordre de $35^{\frac{1}{5}} = 2.0$ (voire plus court si l'on considère le pré-facteur numérique). Ce temps est donc du même ordre de grandeur que le temps d'aplatissement, égal à 2τ . On comprend donc qu'une description de l'impact par une phase d'aplatissement suivie par une phase d'étalement est chronologiquement impossible, puisque que la phase d'étalement se termine avant la phase d'aplatissement.

Cette considération permet donc de créer un critère séparant deux comportements, dans le cas d'impacts froids. Un premier comportement dans lequel l'aplatissement ayant une durée de l'ordre 2τ est suivi d'un étalement freiné par viscosité durant une durée de l'ordre de $\tau R_e^{\frac{1}{5}}$. Le deuxième comportement se retrouve quant à lui à bas nombre de Reynolds, où la dissipation visqueuse est suffisamment forte pour que toute la dissipation ait lieu durant la phase d'aplatissement.

La frontière entre ces deux domaines est donnée par un nombre de Reynolds critique tel que $R_{e,c}^{\frac{1}{5}} \sim 2$, soit $R_{e,c} \sim 32$. Pour des nombres de Reynolds plus petits que $R_{e,c}$, on est quasiment dans une dynamique de goutte posée, pour laquelle une fois l'aplatissement terminé, toute l'énergie cinétique de la goutte est dissipée, et la goutte s'étale de façon lente sous l'effet des contraintes capillaires dues à sa courbure (Tanner [1979]), ou des effets gravitaires (Huppert [1982]).

3.3.4 Conclusion

Même si nous n'avons pas poussé la description dynamique du bourrelet comme dans le cas Leidenfrost, les éléments locaux permettent de retrouver des éléments globaux tels que l'étalement maximal ou le temps visqueux d'étalement, aux travers de comportements d'échelle, en cohérence avec des études récentes.

Ces éléments nous ont également permis de donner un critère entre un comportement d'étalement de la goutte, et un comportement de dynamique "lente" pour lequel toute la dissipation a lieu durant la phase d'aplatissement. Ce dernier comportement a lieu en dessous d'un nombre de Reynolds critique de l'ordre de $R_{e,c} = 32$

3.4 Conclusion générale de ce chapitre

En conclusion de ce chapitre, nous avons vu que les données locales recueillies au chapitre précédent permettent de décrire et de comprendre la physique sous-jacente de nombreux comportements globaux tels que l'étalement de la goutte au court du temps, et les temps caractéristiques d'étalement.

Notons qu'à travers nos deux situations modèles : celle de la caléfaction où la friction visqueuse est négligeable, et celle des impacts froids, où la condition de non glissement entraîne le développement d'une couche limite, trois temps caractéristiques sont apparus :

1. Le temps caractéristique de convection de la goutte, correspondant à la phase d'aplatissement, et ayant une durée environ égale à $2\frac{R}{U} = 2\tau$.
2. Dans le cas d'impact en caléfaction, c'est à dire en régime inertio-capillaire, le temps caractéristique d'étalement est donné par le temps d'oscillation des gouttes $0.56t_{osc} = 0.56\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}} = 0.56\tau W_e^{\frac{1}{2}}$.
3. Enfin le temps d'étalement visqueux de l'ordre de $\tau R_e^{\frac{1}{5}}$.

On s'attend donc naturellement à des changements de comportement dès lors qu'il y a changement du temps prépondérant parmi les trois temps cités précédemment. Ces changements ont déjà été appréhendés précédemment à travers un nombre de Weber critique, de l'ordre de $W_{e,c} = 13$ en dessous duquel la goutte ne s'étale que sous l'effet de sa décélération. Dans les régimes visco-inertiels, nous avons vu de la même manière que l'étalement visqueux ne se produit qu'à des nombres de Reynolds supérieurs à une valeur critique de l'ordre de $R_{e,c} = 32$. Au dessus de cette valeur critique, on trouve que l'étalement est donné par une loi en $R_e^{\frac{1}{5}}$, alors que l'étalement est plus faible à des nombres de Reynolds plus petits que cette valeur critique, étant donné que toute la dissipation a lieu durant la phase d'aplatissement.

Une transition non explorée au cours de cette thèse est, dans le cas où l'on est au dessus des nombres de Reynolds et de Weber critiques, la limite entre un comportement inertio-capillaire et visco-inertiel. Cette considération a récemment été prise en compte dans les travaux numériques et théoriques d'Eggers et al. (Eggers et al. [2010]), ainsi que dans les travaux expérimentaux de Lagubeau et al. (Lagubeau et al. [2012]). Cette limite doit intervenir quand les temps visqueux et les temps capillaires sont du même ordre de grandeur, c'est à dire quand $W_e^{\frac{1}{2}} \sim R_e^{\frac{1}{5}}$. Cette limite fait intervenir un paramètre P tel que :

$$P = W_e R_e^{-\frac{2}{5}}. \quad (3.16)$$

Dans la limite de P petit, comme le temps le plus court est le temps capillaire, on s'attend à avoir un étalement maximal décrit par une loi en $W_e^{\frac{1}{2}}$. Au contraire, dans la limite où P est grand, le temps visqueux est limitant, ce qui impose à l'étalement maximal de suivre une loi en $R_e^{\frac{1}{5}}$. Cette transition a effectivement été observée numériquement par Eggers et al. (Eggers et al. [2010]), et invalide l'hypothèse d'un paramètre d'étalement $P \sim W_e R_e^{-\frac{4}{5}}$ avancée par Clanet et al. (Clanet et al. [2004]) dans les régimes d'étalement de films liquides. Notons bien sur que dans le cas de Clanet et al., on reste dans un régime où $2 \gtrsim 0.56W_e^{\frac{1}{2}}$ alors que dans le cas de Eggers et al., on est dans le cas où $2 < 0.56W_e^{\frac{1}{2}}$, ce qui peut expliquer la différence entre les deux transitions proposées.

Il faut donc retenir que le temps caractéristique le plus court va caractériser le comportement global de l'impact, qui peut donc être régi par les effets inertiels, capillaires ou visqueux. Les frontières entre les prépondérances des différents effets sont représentées figure 3.11.

Enfin, soulignons que le modèle du bourrelet dynamique peut également servir de base à l'étude du mécanisme d'éjection de gouttelettes satellites. En effet, les équation

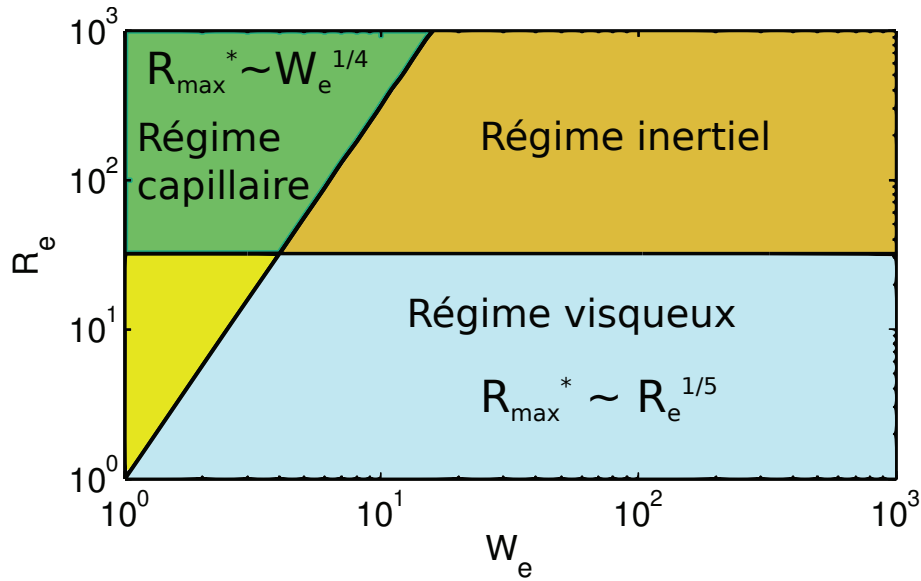


FIGURE 3.11 – Diagramme de phase des différents temps caractéristiques limitant, c'est-à-dire les temps caractéristique les plus courts, et les lois d'étalement correspondantes. Domaine inertiel : $t_{inertiel} \sim \frac{R}{U}$. Domaine capillaire : $t_{capillaire} \sim \frac{\rho R^3}{\gamma}$. Domaine visqueux : $t_{visqueux} \sim \frac{R}{U} \left(\frac{UR}{\nu} \right)^{\frac{1}{5}}$

du bourrelet font ressortir à la fois l'extension du bourrelet, ainsi que son volume, et peuvent donc servir de base à la compréhension de sa stabilité. Dans notre modèle, nous avons supposé que le bourrelet était stable, alors qu'en réalité, suivant les valeurs des nombres de Weber et de Reynolds, il se déstabilise et des gouttelettes sont éjectées, ce que nous appelons communément le phénomène de splash. Villermaux et al. ([Villermaux et Bossa, 2011]) ont en effet émis l'hypothèse que cette instabilité avait pour origine un mécanisme de Rayleigh-Taylor engendré par la décélération du bourrelet liquide. Toutefois, même si la modélisation du bourrelet liquide est très similaire à la notre, il faut rappeler qu'ils partent d'un profil d'épaisseur différent du notre (cf. équation 2.20), et d'une géométrie différente (impacts sur cibles). Il serait donc intéressant de prendre en compte la modélisation que nous avons faite du bourrelet afin d'étudier sa stabilité et sa fragmentation, qui dépend non plus uniquement du nombre de Weber, mais aussi du nombre de Reynolds comme on peut le voir sur les photographies de la figure 2.18 page 57, où la viscosité apparaît comme un facteur stabilisant le bourrelet.

Chapitre 4

Impacts sur surfaces rugueuses

Au cours des deux chapitres précédents, nous nous sommes intéressés à la dynamique d'impact dans deux situations limites. La première correspond à une friction quasi inexistante, qui a été réalisée expérimentalement en se plaçant dans des situations de caléfaction. la seconde correspond à une friction totale, étudiée en analysant l'impact d'une goutte sur substrats froids et mouillants. Il existe bien évidemment un grand nombre de situations intermédiaires, pour lesquelles la friction n'est ni totale, ni inexistante. Ces situations peuvent être générées avec des surfaces composites, constituées par exemple de plots frottants et de trous d'air : c'est le cas des surfaces super-hydrophobes.

Ces surfaces sont relativement complexes. En effet, à une rugosité topographique (des plots et des trous) est associée une "rugosité" physique (des zones frottantes ou non) ; nous avons alors tenté de découpler ces deux effets sur la dynamique de l'impact. Ainsi, dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié l'effet d'une topographie unique, non frottante, sur la dynamique de l'impact. Pour cela, nous avons collé un défaut unique sur un substrat chauffé, soit la rugosité non frottante la plus simple envisageable. Ensuite, nous avons aussi appréhendé des situations plus complexes (et plus courantes) : celles des surfaces super-hydrophobes.

4.1 Impact sur défaut unique

4.1.1 Motivations

L'une des motivations de cette étude est d'apporter des éléments de compréhension sur le rôle que peut jouer le substrat solide dans le mécanisme d'apparition du phénomène de splash, c'est-à-dire la génération de gouttelettes satellites se détachant de la

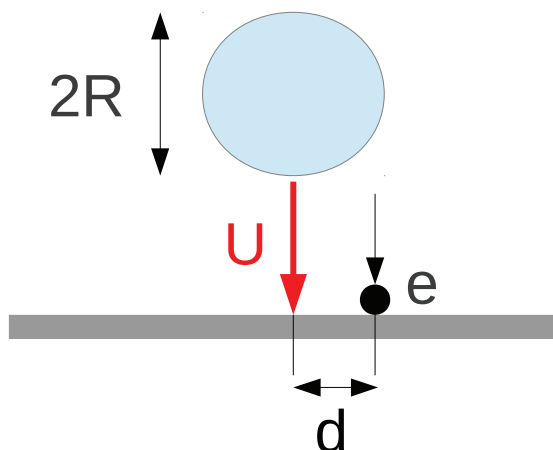


FIGURE 4.1 – Vue schématique d’une goutte de rayon R impactant à vitesse U une surface avec un défaut unique d’épaisseur e séparé d’une distance d du point d’impact.

périphérie de la goutte. Le phénomène de splash, encore partiellement compris, est lié à plusieurs facteurs tels que la pression ambiante (Xu et al. [2005]), les propriétés de mouillage de la surface (Tsai et al. [2009]), sa structuration (Xu [2007]), son élasticité (Pepper et al. [2008]) ainsi que la présence de défaut à la surface du solide (Josserand et al. [2005], Bianco et al. [2011]). C’est cette dernière situation à laquelle nous nous sommes intéressés.

Plus généralement il s’agit également de développer une brique élémentaire de compréhension au phénomène d’impacts sur surfaces super-hydrophobes texturées. Ces surfaces sont en effet constituées d’une assemblée de défauts micrométriques. Il serait donc intéressant de comprendre comment généraliser le comportement d’un impact sur un défaut unique à celui d’un impact sur un très grand nombre de défauts.

4.1.2 Réalisation de surfaces avec défaut

Les surfaces utilisées sont comme précédemment des pastilles lisses en silicium, sur lesquelles nous avons déposé une ou plusieurs billes de verre. Les billes sont collées au substrat par un mécanisme de frittage, en portant l’ensemble pastille et billes à 700°C pendant trente minutes environ, au moyen d’un four. Afin d’éviter tout choc thermique, la pastille est laissée dans le four jusqu’à son refroidissement à température ambiante. Après cela, on constate que les billes et la pastilles sont solidement liées.

Les tailles de billes utilisées dans cette étude étant importantes (de l’ordre de $100\ \mu\text{m}$), leurs dimensions sont simplement mesurées au microscope. On constate une forme aplatie des billes, certainement due au fluage du verre lors de l’étape de collage au four.

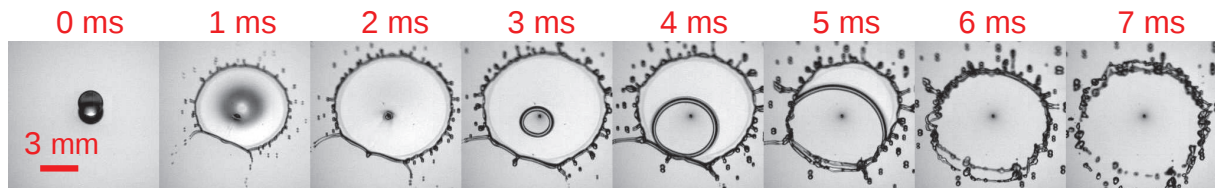


FIGURE 4.2 – Impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.10$ mm et de vitesse d’impact $U = 2.2$ m/s sur un défaut d’épaisseur $e = 202$ μm .

Cet aplatissement a pour conséquence que les billes ont une épaisseur 10 à 20% plus faible que leurs dimensions latérales.

Nous noterons e la hauteur du défaut, et d la distance entre le point d’impact de la goutte, et la position du défaut (voir figure 4.1).

4.1.3 Nouveaux comportements

Comme nous avons vu précédemment, les épaisseurs des films liquides en caléfaction lors d’impacts varient de quelques centaines de micromètres à quelques micromètres, et les épaisseurs dynamiques du film de vapeur sont de l’ordre de 3 μm en situation dynamique (cf. Tran et al. [2012]). Pour des hauteurs de défaut de l’ordre de 100 μm , on s’attend donc à une interaction importante entre le film liquide et le défaut.

Plusieurs comportements différents de ceux observés en caléfaction sur substrat lisse ont pu être identifiés :

1. Lorsque le défaut est proche du point d’impact, et que la vitesse d’impact n’est pas trop grande, on observe que la goutte s’étale, se rétracte puis rebondit, sans influence notable du défaut.
2. Toujours lorsque le défaut est situé proche du point d’impact, mais pour des vitesses d’impact plus élevées, la goutte commence tout d’abord à s’étaler sans influence notable du défaut, excepté une déstabilisation du bourrelet. Dans un second temps, une zone de démouillage nucléée à la position du défaut. Cette zone de démouillage s’étend jusqu’à avoir la même extension que le film liquide. Tout le liquide de la goutte initiale est alors contenu dans le bourrelet, qui peut se déstabiliser et se fragmenter (cf. figure 4.2).
3. Lorsque le défaut est relativement loin du point d’impact, l’avancée du bourrelet peut être stoppée par le défaut (cf. figure 4.3). Le bourrelet liquide est alors déstabilisé dans une zone située dans un certain secteur angulaire, aux extrémités duquel deux gouttelettes peuvent être éjectées.

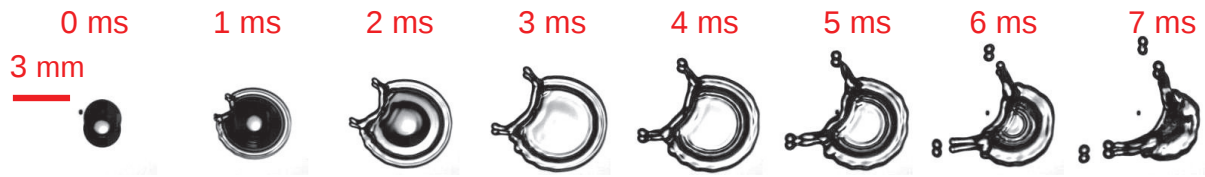


FIGURE 4.3 – Impact d’une goutte d’éthanol de rayon initial $R = 1.15$ mm et de vitesse d’impact $U = 0.8$ m/s à proximité d’un défaut de hauteur $e = 151$ μm .

Notons comme on peut le voir sur les figures 4.2 et 4.3 que le défaut a aussi une influence sur l’éjection de goutte dans des directions privilégiées.

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes principalement intéressés à l’ouverture d’une zone de démouillage dans le film liquide, correspondant ainsi au scénario de la figure 4.2. L’intérêt de cette étude est que, lorsque la zone de démouillage est créée, celle-ci croît jusqu’à venir entrer en collision avec le bourrelet liquide à la périphérie de la goutte, ce qui peut entraîner sa fragmentation, même en dessous du seuil de splash que l’on aurait sur surface sans défaut (cf. Biance et al. [2011]). L’autre intérêt de cette étude est que ces défauts et l’ouverture du trou qu’ils engendrent permettent de venir sonder de façon alternative les propriétés du film liquide en étalement. Nous mettrons donc en lien cette partie avec le chapitre 2, concernant l’étude locale du phénomène d’impact et montrerons comment celui-ci permet de comprendre la dynamique d’ouverture de zones de démouillage.

Les phénomènes de destabilisation du bourrelet tels que montrés figure 4.3 n’ont pu, faute de temps, être examinés au cours de ce travail, et font l’objet d’études complémentaires dans le cadre du post-doc de F. Boyer.

4.1.4 Démouillage de Culick

On s’intéresse ici à l’ouverture d’une zone de démouillage dans un film liquide d’épaisseur h , en supposant que la dissipation visqueuse est négligeable comparée aux effets inertiels et capillaires. Ce problème, analogue à celui concernant l’éclatement d’une bulle de savon, a pour la première fois été étudié par Taylor (Taylor [1959]) et Culick (Culick [1960]). Il est apparu expérimentalement que l’ouverture de ces films s’effectue à vitesse constante.

Afin de déterminer cette vitesse de démouillage, considérons un film liquide d’épaisseur h à l’extrémité duquel un bourrelet liquide se déplace à une vitesse $V_{\text{démouillage}}$, comme représenté figure 4.7. La dérivée temporelle de la quantité de mouvement li-

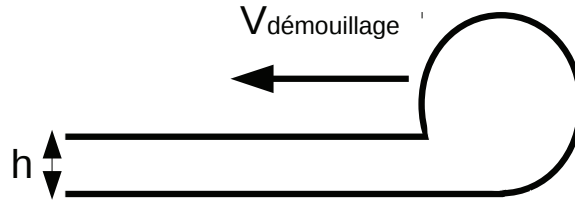


FIGURE 4.4 – Schématisation de l'ouverture d'un film liquide.

néique est donnée par :

$$m \frac{dV_{\text{démouillage}}}{dt} + \frac{dm}{dt} V_{\text{démouillage}}, \quad (4.1)$$

où m est la masse linéique. On a $\frac{dV_{\text{démouillage}}}{dt} = 0$ d'après les observations de Culick. La masse accumulée du bourrelet correspond à la masse du film liquide avant passage du bourrelet, on a donc :

$$\frac{dm}{dt} = \rho h V_{\text{démouillage}}. \quad (4.2)$$

En équilibrant la dérivée de la quantité de mouvement linéique, avec la force linéique de tension de surface 2γ , on obtient la vitesse d'ouverture d'un film liquide :

$$V_{\text{démouillage}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}. \quad (4.3)$$

Notons qu'une forme similaire de vitesse de démouillage a été initialement proposée par Taylor (Taylor [1959]) par un argument de conservation d'énergie mécanique. La vitesse calculée par Taylor étant supérieure à celle de l'expression 4.3 d'un facteur $\sqrt{2}$. Nos observations expérimentales satisfont l'expression 4.3, montrant par la même occasion l'existence de dissipation au sein de bourrelet liquide.

Expérimentalement, nous avons vu au chapitre 2 que le fluide dans le film liquide n'est pas au repos, et que l'épaisseur n'est pas constante. Comme nous nous sommes intéressés ici uniquement à des impacts pour lesquels le défaut est proche du point d'impact (la distance d est au maximum de l'ordre de R), nous pouvons faire l'hypothèse que l'épaisseur au niveau du défaut est égale à l'épaisseur au centre de la goutte (les variations relatives d'épaisseur pour des distances radiales r comprises entre 0 et R sont au plus de 10% pour des temps supérieurs à 4τ). L'épaisseur suit donc l'équation 2.21 (page 57). D'après la loi de démouillage de Culick 4.3, on s'attend donc à une vitesse d'ouverture non constante telle que :

$$V_{\text{ouverture}} = 0.79 \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R} \frac{t + \tau}{\tau}}, \quad (4.4)$$

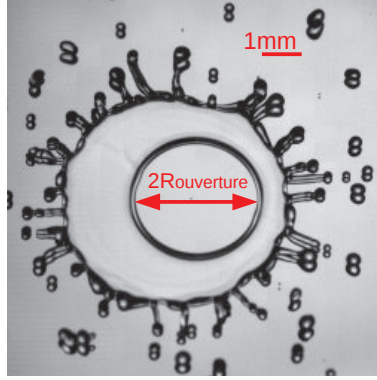


FIGURE 4.5 – Définition du rayon d'ouverture $R_{ouverture}$ d'une zone de démouillage.

ou alors, en intégrant cette expression, un rayon d'ouverture, défini figure 4.5 tel que :

$$R_{ouverture} = V_{ouverture}(t_0)(t - t_0) + \frac{a_0}{2}(t - t_0)^2, \quad (4.5)$$

avec :

$$V_{ouverture}(t_0) = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h_c(t_0)}} \text{ et } a_0 = \frac{0.79}{\tau} \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}, \quad (4.6)$$

où t_0 , $V_{ouverture}(t_0)$ et a_0 correspondent respectivement à l'instant auquel la zone de démouillage nucléée, la vitesse de démouillage et l'accélération au moment de la nucléation de la zone démouillée. L'aire de cette zone est mesurée par analyse d'image, on en déduit ensuite son rayon en faisant l'approximation que cette zone est circulaire. t_0 , $V_{ouverture}(t_0)$ et a_0 sont ensuite déterminés par un ajustement de la courbe expérimentale de $R_{ouverture}(t)$, en excellent accord avec une loi polynomiale d'ordre 2 dans toutes les situations expérimentales explorées. Un exemple d'un tel ajustement est reporté sur la figure 4.6

D'après l'équation 4.6, à l'instant t_0 auquel la zone de démouillage est créée, $V_{ouverture}(t_0)$ est reliée à l'épaisseur centrale du film liquide $h_c(t_0)$. Les mesures de vitesse d'ouverture de zones de démouillage peuvent donc permettre de mesurer l'épaisseur du film liquide, et sont donc comparées aux mesures d'épaisseur réalisées par absorption lumineuse.

Sur la figure 4.7 sont représentés les temps d'ouverture t_0 , les vitesses d'ouverture $V_{ouverture}(t_0)$ et les accélérations a_0 de la zone de démouillage, pour l'impact d'une goutte de rayon initial $R = 1.15$ mm et de vitesse d'impact $U = 2.2$ m/s, sur un défaut quasi-sphérique de hauteur $e = 202$ μm . On constate que le temps d'ouverture t_0 et la vitesse d'ouverture $V_{ouverture}(t_0)$ sont quasi-constants, quelle que soit la position d du défaut (qui reste éloigné d'une distance allant de zéro à environ un rayon de goutte), validant ainsi l'hypothèse que l'épaisseur est quasi-constante jusqu'à des distances radiales de l'ordre de R . La vitesse d'ouverture mesurée est par ailleurs en excellent

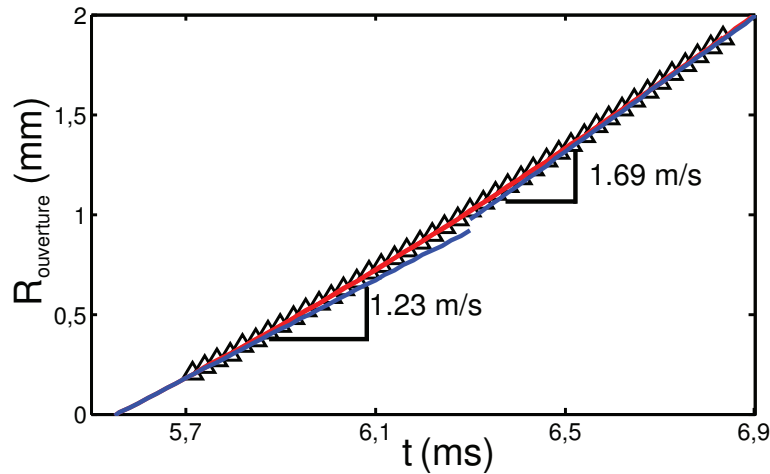


FIGURE 4.6 – Rayon d’ouverture d’une zone de démouillage en fonction de temps, pour l’impact d’une goutte d’isopropanol de vitesse $U = 2.5$ m/s et de rayon $R = 1.37$ mm. La courbe en rouge est un ajustement par l’équation 4.5, donnant $t_0 = 5.6$ ms, $V_{ouverture} = 1.21$ m/s et $a_0 = 411$ m/s².

accord avec celle obtenue par la loi de Culick en nous appuyant sur l’épaisseur mesurée par technique d’absorption lumineuse (cf. équation 2.21 page 57). En effet, au temps d’ouverture $t_0 \simeq 2.05$ ms, pour les paramètres d’impact choisis, on attend, d’après l’équation 2.21 page 57, une épaisseur égale à $168 \mu\text{m}$. Une vitesse d’ouverture égale à 0.6 ± 0.05 m/s correspond, d’après la loi de Culick, à une épaisseur égale à $159 \pm 20 \mu\text{m}$, ce qui montre que les deux méthodes de mesure d’épaisseur sont en bon accord. Notons que pour cette mesure, on constate que la vitesse de démouillage a tendance à légèrement décroître en fonction de la position d du défaut. Une interprétation à partir de la loi de Culick 4.3 se traduirait par une augmentation d’épaisseur avec d , ce qui est incompatible avec les mesures d’épaisseur par absorption lumineuse.

L’accélération d’ouverture des zones démouillées est quant à elle en accord semi-quantitatif avec celle attendue par les mêmes arguments. En effet, d’après l’équation 4.6, nous attendons une accélération égale à $\frac{0.79}{\tau} \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}$, soit 236 m/s² pour l’impact d’une goutte d’isopropanol de rayon $R = 1.15$ mm et de vitesse d’impact $U = 2.2$ m/s. La figure 4.7 (c) montre que nous trouvons une accélération du bon ordre de grandeur, environ 160 m/s², avec une tendance à l’augmentation lorsque la distance d du défaut au point d’impact augmente, chose que nous ne savons pas interpréter.

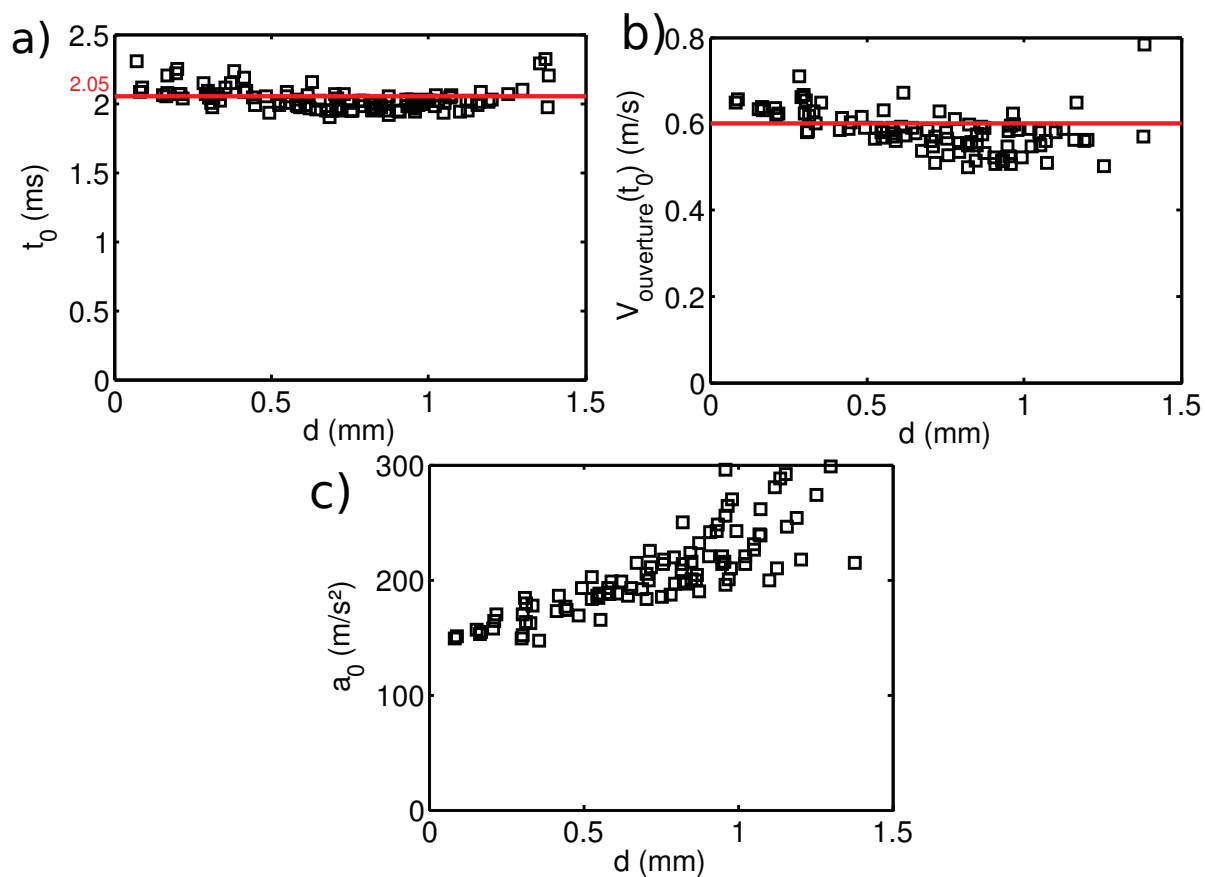


FIGURE 4.7 – (a) Temps d’ouverture t_0 d’une zone de démouillage pour un impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.15$ mm et de vitesse d’impact $U = 2.2$ m/s en fonction de la distance d du défaut par rapport au point d’impact. (b) Vitesse d’ouverture de la zone démouillée en fonction de d , pour les mêmes impacts. (c) Accélération de l’ouverture de la zone démouillée en fonction de d , pour les mêmes impacts. Dans tous les cas, l’impact a lieu sur un défaut de hauteur $h = 202$ μm .

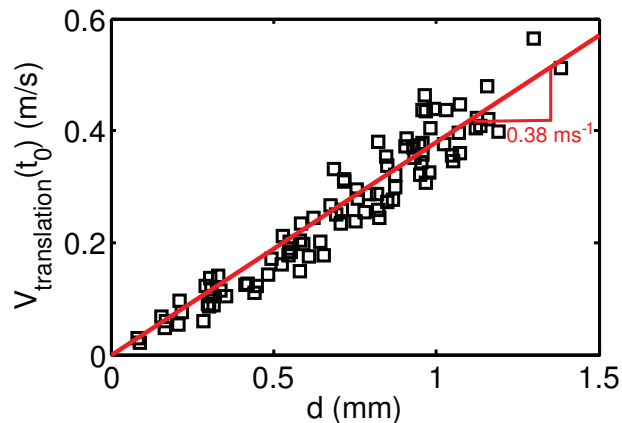


FIGURE 4.8 – Vitesse de translation du barycentre de la zone démouillée en fonction de d , pour un impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.15$ mm et de vitesse d’impact $U = 2.2$ m/s en fonction de la distance d du défaut par rapport au point d’impact.

Par ailleurs, nous nous attendons également à ce que la vitesse de translation de la zone de démouillage corresponde à la vitesse de l’écoulement au sein du film liquide. Nous avons donc mesuré la position du barycentre de la zone démouillée en fonction du temps, afin de remonter à sa vitesse de déplacement par un ajustement affine. La figure 4.8 montre que tout comme les mesures effectuées par PIV, nous mesurons une vitesse de translation variant linéairement avec la distance radiale. Les deux méthodes donnant des pré-facteurs extrêmement proches l’un de l’autre : $\frac{1}{t_0^* + 1}$, soit 0.203 pour les mesures effectuées par PIV, et 0.199 pour les mesures issues de l’analyse de l’ouverture des zones de démouillage.

Nous avons donc finalement vu que les mesures locales d’épaisseur permettent de décrire et de comprendre de façon quantitative le phénomène d’ouverture de zones de démouillage. Ces données vont ainsi être utilisées afin de donner un critère de fragmentation lors d’impact sur défaut.

4.1.5 Critère de fragmentation sur défaut

Les données recueillies dans l’étude d’impact sur défaut, mises en parallèle avec nos mesures locales de profils d’épaisseur de goutte nous permettent d’approfondir l’étude du phénomène de splash sur défaut, initiée expérimentalement par Biance et al. (Biance et al. [2011]) et numériquement par Josserand et al. (Josserand et al. [2005]).

Selon l’étude de Biance et al., le splash est engendré par le défaut à la condition nécessaire que celui-ci nucléé une zone de démouillage lors de l’étalement de la goutte.

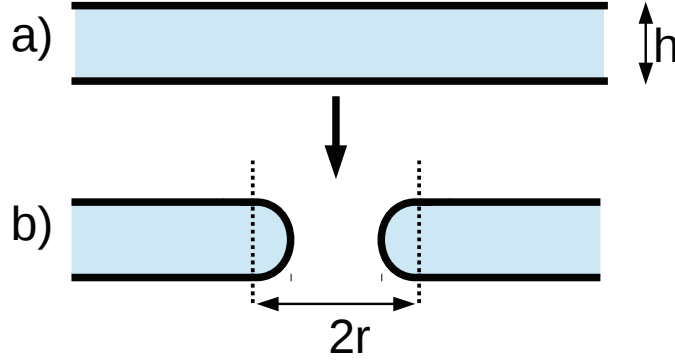


FIGURE 4.9 – Vue schématique de l’ouverture d’une zone de démouillage. (a) Film liquide d’épaisseur h . (b) Film liquide en présence d’un trou circulaire de rayon r .

La nucléation d’une zone de démouillage débute lorsque le ratio entre l’épaisseur du film liquide et la largeur du défaut est plus petite qu’un certain seuil.

L’existence de ce ratio critique peut être comprise en terme de gain d’énergie de surface. Considérons l’ouverture d’un trou circulaire de rayon r à l’intérieur d’un film liquide d’épaisseur h (cf. figure 4.9). Les bords du trou sont supposés en forme de demi-tore.

La différence d’énergie de surface entre ces deux états est alors :

$$\Delta E_{surf} \simeq \gamma(4\pi r^2 - 2\pi^2 hr). \quad (4.7)$$

On a une diminution de l’énergie de surface à la condition que le rapport $\frac{h}{r}$ soit supérieur à un ratio critique, valant ici $\frac{2}{\pi} = 0.64$. L’étude de Taylor et Michael (Taylor et Michael [1973]) indique un ratio critique de stabilité du film égal à $\frac{1}{4}$, hypothèse admise par Biance et al. (Biance et al. [2011]).

Dans notre étude expérimentale, nous trouvons que la zone de démouillage nucléée quand l’épaisseur est de $h_C = 170 \mu m$ pour une taille de défaut (quasi-circulaire) de diamètre $e = 202 \mu m$. Si nous retenons que le critère de perçage du film liquide s’effectue pour un ratio $\frac{h}{e}$ critique donné, celui est de l’ordre $\frac{h}{e} \sim 0.84$.

En dessous du seuil de splash sans défaut, le temps de contact entre la goutte et le substrat solide, a été mesuré comme valant :

$$t_{contact} = 1.17t_{osc} \text{ avec } t_{osc} = \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}. \quad (4.8)$$

Le temps τ_h au bout duquel se forme la zone de démouillage correspond à la condition $\frac{h}{e} = 0.84$, soit :

$$3.19 \frac{R^3}{(U\tau_h + R)^2} = 0.84e \quad (4.9)$$

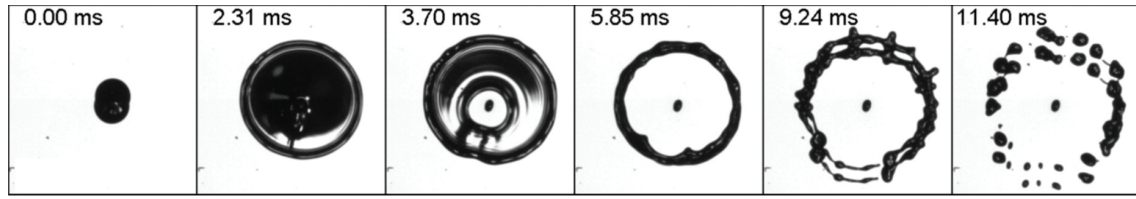


FIGURE 4.10 – Chronophotographie de l'impact d'une goutte d'isopropanol de rayon $R = 1$ mm et de vitesse d'impact $U = 2$ m/s à proximité d'un défaut de $400 \mu\text{m}$ de diamètre. Dans cette situation, le splash est engendré par la collision entre le bourrelet périphérique de la zone de démoillage et le bourrelet formé à la périphérie de la goutte. Photographie extraite de Bianco et al. [2011].

soit :

$$\tau_h = (1.95\sqrt{\frac{R}{e}} - 1)\tau. \quad (4.10)$$

Il y a nucléation d'une zone de démoillage à la condition que le temps d'ouverture τ_h soit plus petit que le temps de contact t_{contact} , ce qui revient à :

$$U > 1.67\sqrt{\frac{\gamma}{\rho e}} - 0.85\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}. \quad (4.11)$$

Le nombre de Weber critique d'apparition du splash a été mesuré, en l'absence de défaut, est égal $W_{e,\text{crit}} \simeq 160$ (Bianco et al. [2011]). Ceci permet de déterminer une vitesse critique de splash sans défaut U_{crit} telle que :

$$U_{\text{crit}} \simeq 12.7\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}. \quad (4.12)$$

On a donc nucléation d'une zone de démoillage, dans une situation où l'on serait en l'absence de splash s'il n'y avait pas de défaut, si :

$$1.67\sqrt{\frac{\gamma}{\rho e}} - 0.85\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}} < 12.7\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}} \quad (4.13)$$

soit à condition que :

$$\frac{R}{e} < 66. \quad (4.14)$$

Ce critère est très restrictif, il impose par exemple en nano-impression, pour des gouttes liquides de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ de diamètre une rugosité de surface maximale plus petite que 7 nm !

En pratique, la fragmentation due à l'ouverture d'une zone de démoillage arrive quand les quantités de mouvement du bourrelet liquide de la zone de démoillage et du

bourrelet formé à la périphérie de la goutte sont comparables. Il est donc à ce moment nécessaire que la zone de démouillage nucléée à des temps notablement inférieurs à $1.17\tau_{osc}$. Si on prend comme critère que le splash sur défaut a lieu lorsque la zone de démouillage nucléée quand l'extension radiale est maximale, c'est-à-dire quand $t = 0.56\tau_{osc}$, alors le ratio critique $\frac{R}{e}$ vaut 17, ce qui se rapproche davantage des observations de Bianco et al.

Nous avons présenté ici un aspect des impacts sur défaut : celui de l'ouverture d'une zone de démouillage, ce qui n'est bien sûr pas exhaustif. Un autre aspect intéressant de la dynamique d'impact sur défaut concerne la déstabilisation du bourrelet liquide formé à la périphérie de la goutte. On peut voir sur les chronophotographies 4.2 et 4.3 que l'influence du défaut est très rapidement perceptible au niveau du bourrelet liquide : il semble que le bourrelet est déstabilisé uniquement au sein d'un certain secteur angulaire, aux extrémités duquel peuvent être éjectées deux gouttelettes.

4.2 Impacts sur surfaces texturées périodiques

Dans les chapitres 1 et 2, nous avons vu la différence de friction solide-liquide qui existe entre un impact en caléfaction et un impact sur surface lisse et mouillante. Si en caléfaction, la friction peut quasiment être négligée, cette situation ne se rencontre que dans le cas où le substrat solide est chauffé au dessus de la température de Leidenfrost de ce liquide. Dans le cas de surfaces texturées super-hydrophobes, la friction est intermédiaire entre celle d'impacts sur surfaces froides et lisses et d'impacts en caléfaction. Cependant, l'existence d'impacts cristallographiques dans le cas où la microstructure est périodique montre bien qu'il est difficile de supprimer totalement l'influence des détails de la surface. Une surface texturée super-hydrophobe peut être vue comme une assemblée périodique de défauts quasi-ponctuels et il serait intéressant de voir comment la déstabilisation du bourrelet qu'engendre la présence d'un défaut unique peut se généraliser à un très grand nombre de défauts.

Les aspects concernant la dynamique d'impact sur surfaces super-hydrophobes texturées sont nombreux. Nous avons déjà cité en introduction l'étude de l'étalement maximal (Richard et Quéré [2000], Clanet et al. [2004], Tsai et al. [2011]). Finalement, il ressort de ces études que l'étalement de gouttes sur ce genre de surface est facilité par la présence d'un film d'air lubrifiant le contact liquide-solide. La friction anisotrope a par ailleurs comme conséquence l'apparition de splashes cristallographiques, ou d'étalements directionnels, déjà mentionnés dans les études de Reyssat et al. (Reyssat

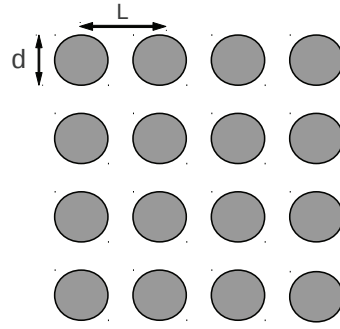


FIGURE 4.11 – Vue schématique du réseau de piliers microscopiques utilisé.

[2007], Reyssat et al. [2010]), et mis en évidence par Tsai et al. (Tsai et al. [2011]) qui ont montré que les effets cristallographiques disparaissent à pression réduite. Enfin, un dernier effet caractéristique de la faible friction entre le liquide et le substrat solide concerne l'étude des rebonds de gouttes sur ces surfaces, déjà observé par Hartley et Brunskill en 1958 (Hartley et Brunskill [1958]) pour des impacts de gouttes de lait sur des surfaces recouvertes de noir de carbone. En effet, la faible dissipation d'énergie et la faible adhésion de l'eau sur ces surfaces est extrêmement favorable aux rebonds, dont l'étude a été reprise des années plus tard par Richard et al. (Richard et Quéré [2000], Richard et al. [2002]).

4.2.1 Préparation et caractérisation des surfaces texturées

Les différentes surfaces utilisées sont des surfaces micro-texturées périodiques, des surfaces nano-texturées aléatoires et des surfaces à structure multi-échelles, sur lesquelles une structure nanométrique aléatoire est rajoutée en plus de la structure micrométrique périodique. Les piliers micrométriques sont des cylindres de $50 \mu m$ de hauteur, disposés sur un réseau carré de côté $L = 50 \mu m$. La fraction solide ϕ_S , définie comme le rapport de surface du sommet d'un pilier divisée par la surface de la maille élémentaire, est variée en changeant le diamètre d des piliers. On a alors :

$$\phi_S = \frac{\pi d^2}{4L^2}. \quad (4.15)$$

Notons que dans la plupart des cas, sauf indication contraire, nous noterons ϕ_S la fraction solide de la microstructure uniquement, au lieu de la fraction solide réelle tenant compte de l'éventuelle nanostructure.

4.2.1.1 Photolithographie

Les modèles de surface choisis, micro-échelles, nano-échelles et multi-échelles ont été réalisés au Nanoelectronics Research Facility de l'UCLA par Choongyeop Lee sur des substrats en silicium. Les piliers micrométriques ont été préparés par photolithographie, suivie d'une gravure ionique réactive profonde (DRIE). Tout d'abord, une couche de résine photosensible AZ5214 spin-coatée sur une épaisseur de $500 \mu m$ est cuite à $95^\circ C$. La résine photo-sensible est alors exposée à une lumière UV à travers un masque et est ensuite recuite à $120^\circ C$. Le substrat en silicium est alors gravé jusqu'à une profondeur de $50 \mu m$ par gravure ionique réactive profonde, la couche de résine photo sensible restante jouant le rôle de masque. La couche de résine photo-sensible restante est alors enlevée par plasma-cleaner O_2 . Les fractions solides des micro-structures fabriquées sont de 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0.05 et 0.02.

Les piliers nano-échelles ont été générés en utilisant une méthode de nanofabrication auto-masquante connue sous le nom de méthode "du silicium noir" (voir Sun et al. [2010] et Lee et Kim [2011]). Par cette méthode, des piliers pointus d'une hauteur d'environ $0.5 - 1 \mu m$ ont été obtenus, donnant ainsi des surfaces de fraction solide plus petite que 0.01 .

Les piliers multi-échelles ont pu être obtenus en gravant des piliers nano-échelles sur les surfaces micro-texturées déjà fabriquées. Une image TEM de l'ensemble de ces surfaces est donnée figure 4.12.

Toutes les surfaces sont alors recouvertes d'une fine pellicule de Téflon (d'épaisseur de l'ordre du nanomètre) afin de les rendre super-hydrophobes.

4.2.1.2 Angles de contacts

Une goutte posée sur ce genre de surface texturée peut être dans deux états différents : soit la goutte repose au-dessus de la structure, dans ce cas l'espace entre les piliers microscopiques est rempli d'air (état de Cassie-Baxter, voir figure 4.13 (c) et Cassie et Baxter [1944]), soit la goutte a pénétré à l'intérieur de la structure, et l'espace entre les piliers est rempli de liquide (état de Wenzel, voir figure 4.13 (b) et Wenzel [1949]). Nous nous sommes intéressés principalement aux caractéristiques dans l'état de Cassie-Baxter étant donné que les propriétés lubrifiantes des surfaces texturées super-hydrophobes apparaissent dans cet état, dans lequel l'air emprisonné entre les piliers permet d'obtenir une friction moindre entre le solide et le liquide.

Dans l'état de Cassie-Baxter, l'angle de contact apparent sur ces surfaces dépend de la fraction solide ϕ_S (cf. figure 4.14). Le modèle de Cassie-Baxter prédit un angle

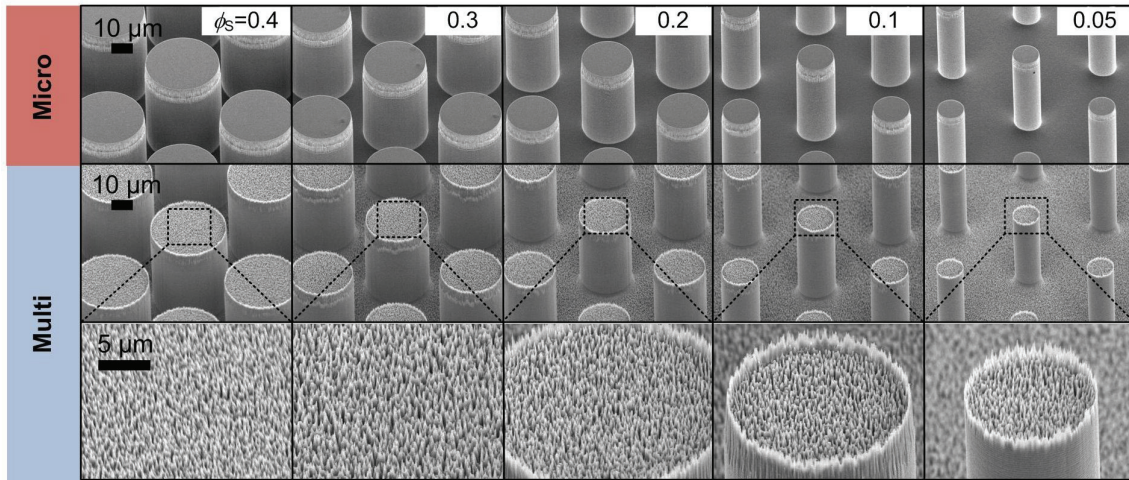


FIGURE 4.12 – Images TEM des différentes surfaces utilisées (cliché réalisé par Choon-yeop Lee au Nanoelectronics Research Facility de l’UCLA).

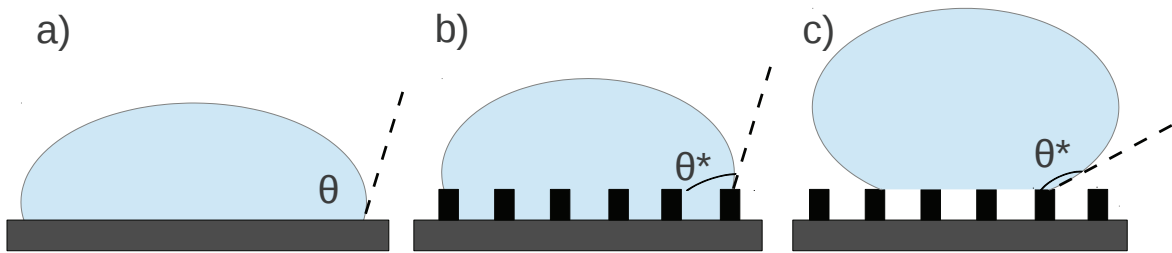


FIGURE 4.13 – Vue schématique d’une goutte posée (a) dans le cas d’une goutte sur surface lisse hydrophobe ($\theta > 90^\circ$), (b) dans le cas d’une surface texturée superhydrophobe, dans l’état de Wenzel (Wenzel [1949]), (c) dans le cas d’une surface texturée superhydrophobe, dans l’état de Cassie-Baxter (Cassie et Baxter [1944]).

de contact apparent θ^* tel que :

$$\cos(\theta^*) = \phi_S(\cos(\theta) + 1) - 1 \quad (4.16)$$

où θ est l’angle de contact sur une surface lisse (environ 120° pour de l’eau pure sur du Téflon). Les angles de contact apparents mesurés sont présentés figure 4.14. Notons que comme prédit par le modèle de Cassie-Baxter, on observe que les angles de contact augmentent quand la fraction solide de la surface diminue. Toutefois, ces angles tendent à être plus faibles que ceux prédits par la loi de Cassie-Baxter. Cet écart peut notamment être attribué à la difficulté de mesurer correctement les angles de contacts supérieurs à 150° car l’interface de la goutte devient quasi-tangente à la surface solide.

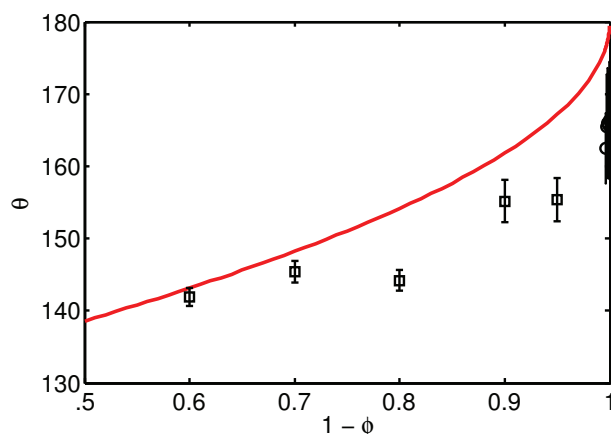


FIGURE 4.14 – Angles de contacts mesurés pour les différentes surfaces texturées utilisées. ϕ décrit ici la fraction solide réelle des surfaces micro-texturées et des surfaces multi-échelles.

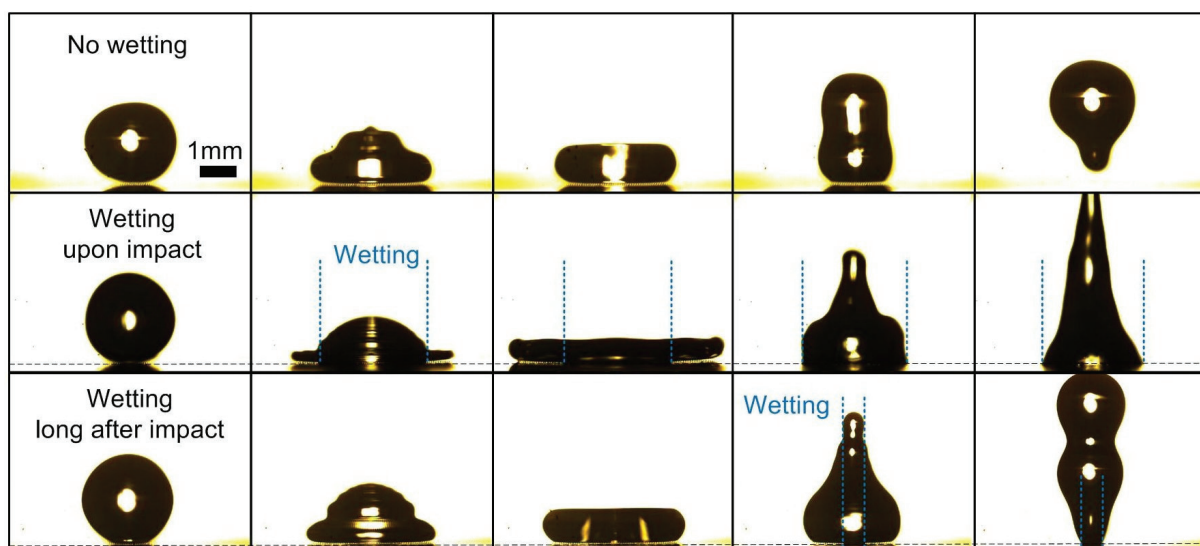


FIGURE 4.15 – Différents scénarios d'impacts de gouttes d'eau sur surfaces texturées super-hydrophobes. L'interstice d'air est visible entre la goutte et le plancher de la surface texturée lorsque le liquide n'a pas pénétré l'espace entre les micro-piliers.

4.2.2 Transition de mouillage

Lors de l'impact d'une goutte d'eau sur ces surfaces texturées super-hydrophobes, pour des vitesses de goutte suffisamment importantes, on observe que l'eau peut pénétrer la structure sur une zone de dimension variable, située autour du point d'impact (Bartolo et al. [2006], Reyssat et al. [2010]).

On peut différencier trois situations différentes, toutes représentées à la figure 4.15. La première situation correspond à un impact sans empalement de la goutte liquide,

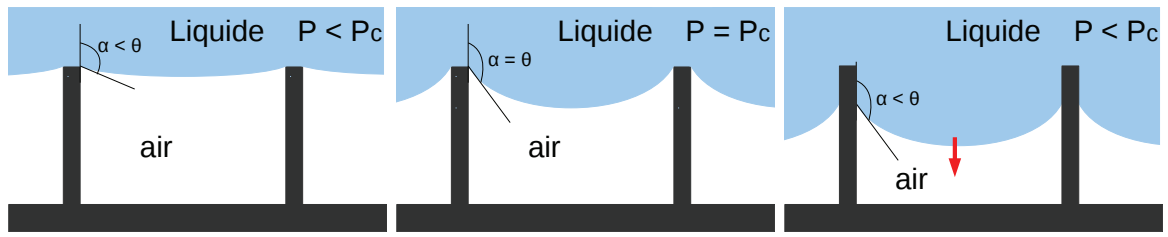


FIGURE 4.16 – Schématisation de l'imprégnation de liquide dans la micro-structure. Lorsque $P \leq P_C$, la ligne triple peut rester ancrée au sommet des micro-piliers. Lorsque P dépasse P_C , les forces capillaires ne sont plus suffisantes pour contre-balancer la surpression, et le liquide pénètre la microstructure.

ce comportement est observé à basse vitesse d'impact. À plus haute vitesse d'impact, on observe que la goutte liquide pénètre la structure de la surface durant la phase de rétractation de la goutte. Enfin, à encore plus haute vitesse d'impact, la goutte s'empale dans la structure dès qu'elle entre en contact avec la surface.

4.2.2.1 Critère d'empalement

Lorsque de l'eau est déposée sur une surface texturée super-hydrophobe, celle-ci reste en état de Cassie-Baxter jusqu'à ce que la pression du liquide devienne suffisamment importante. En effet, pour pénétrer entre deux micro-piliers de la micro-structure, le liquide doit courber son interface ce qui nécessite une surpression, contre-balançée par les forces capillaires s'exerçant sur la ligne triple ancrée aux sommets des micro-piliers (voir figure 4.16). La pression capillaire critique nécessaire à dépasser pour que le liquide imprègne la surface sera notée P_C . Dans le cas d'un arrangement de piliers cylindriques de périodicité spatiale L , et de grand rapport hauteur sur écartement, la pression capillaire critique a pour expression :

$$P_C = \frac{2\sqrt{\pi\phi_S}\gamma\cos(\theta)}{L(1-\phi_S)}. \quad (4.17)$$

Nous supposons que le liquide pénètre la structure à la condition que la pression à l'intérieur de la goutte soit supérieure à la pression P_C . Du fait de l'existence de deux transitions de mouillage distinctes apparaissant soit à temps courts, soit à temps longs, deux mécanismes d'empalement distincts seront discutés, comme suggéré par Deng et al. (Deng et al. [2009]).

Aux premiers instants de l'impact, c'est-à-dire à des temps courts devant τ , l'effet prédominant est l'inertie de la goutte, on estime donc la pression comme étant de l'ordre de ρU^2 . Au delà de cette loi d'échelle (Bartolo et al. [2006]), on peut s'appuyer

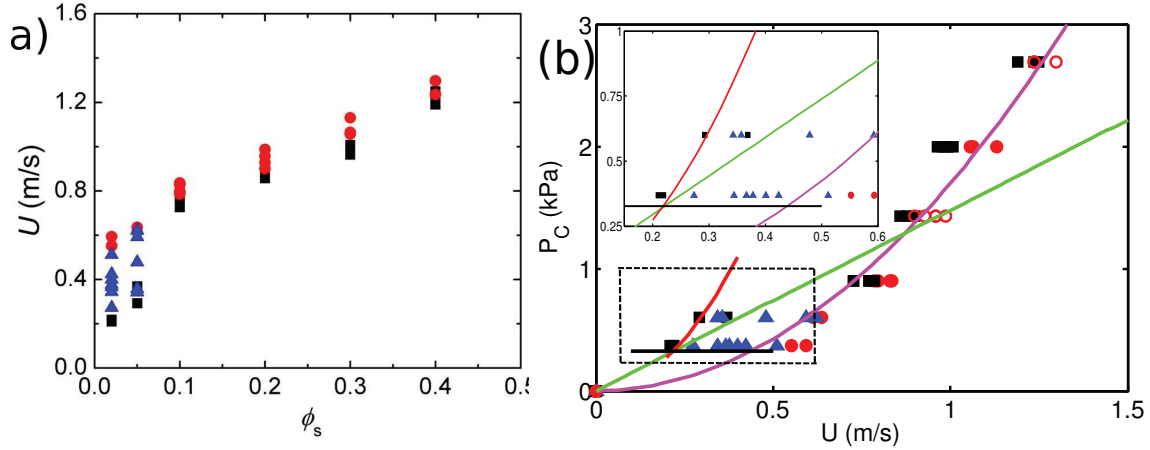


FIGURE 4.17 – (a) Diagramme de phase pour des impacts de gouttes d’eau de rayon $R = 1.1$ mm en fonction de la vitesse d’impact U et de la fraction solide ϕ_s . ■ : pas de mouillage, ● : mouillage à temps courts, ▲ : mouillage à temps longs. (b) Diagramme de phase obtenu par comparaison de la pression capillaire critique P_C avec la pression dynamique $P_{max,court}$ (—, cf. équation 4.18), la pression type coup de bélier (—, cf. équation 4.19), la pression due au jet liquide (—, cf. équation 4.20) et la pression due à la courbure cylindrique (—, cf. équation 4.23). Le même code de couleur pour les points expérimentaux est utilisé pour deux courbes.

sur des résultats numériques récents pour une compréhension plus quantitative : les simulations numériques effectuées par Roisman et al. (Roisman et al. [2009]) et Eggers et al. (Eggers et al. [2010]) ont montré une pression maximale $P_{max,court}$ telle que :

$$P_{max,court} = 1.7\rho U^2. \quad (4.18)$$

La transition de mouillage est alors attendue pour $P_{max,court} > P_C$. La figure 4.17 montre un diagramme de phase entre des situations d’empalement à temps courts (points rouges), et des situations de non-mouillage (points noirs), suivant la vitesse d’impact des gouttes. On constate que courbe correspondant à l’équation 4.18 (courbe mauve) décrit de façon quantitative la transition observée.

Le seconde transition de mouillage apparaît à des temps longs de l’impact, durant la phase de rétractation de la goutte. Cette transition ne peut vraisemblablement pas être attribuée à la pression inertielle dans la goutte étant donné que celle-ci décroît au court du temps. Pour comprendre cette transition, il faut donc trouver un autre mécanisme pouvant provoquer une surpression de la goutte.

Récemment Kwon et al. (Kwon et al. [2011]) ont montré qu’une pression de type coup de bélier apparaît dans le liquide au moment où le centre de gravité de la goutte

est à sa position la plus basse, ce qui suggère que cette transition apparaît pendant la phase de rétractation. Cette pression a pour expression :

$$P_{b\acute{e}lier} = k\rho c_{eau}U, \quad (4.19)$$

où c_{eau} est la célérité du son dans l'eau (1480 m/s à température ambiante) et k une constante de proportionnalité (0.001).

Comme on peut le constater figure 4.17, $P_{b\acute{e}lier}$ est dominant par rapport à $P_{max,court}$ uniquement à faible vitesse d'impact, ce qui implique que la transition de mouillage à temps longs ne peut être observée que pour des faibles valeurs de P_C (plus petites qu'environ 1 kPa), soit des faibles fractions solides, ce qui est en accord avec nos observations.

D'autres hypothèses concernant le phénomène d'empalement à temps longs peuvent être formulées. Pour des vitesses d'impact relativement faibles (pour des nombres de Weber plus petits que 16) Bartolo et al. (Bartolo et al. [2006]) ont rapporté la formation d'une cavité d'air lors de l'impact de gouttes. Lors de la rétraction de la goutte, cette cavité d'air peut se pincer, entraînant alors une surpression dans la goutte et la formation d'un jet liquide pouvant atteindre des vitesses jusqu'à 40 fois la vitesse d'impact de la goutte. Cette vitesse de jet impressionnante s'observe toutefois dans une gamme de vitesse réduite comprise entre 0.45 m/s et 0.65 m/s pour des gouttes d'eau millimétriques. Dans la gamme de vitesse où l'on observe une transition de mouillage à temps longs, le rapport de la vitesse du jet U_{jet} sur la vitesse d'impact U varie peu et vaut environ 3.7. Si l'on suppose que la surpression engendrée par le pincement de la cavité est de l'ordre de ρU_{jet}^2 , la surpression associée à ce mécanisme vaut alors :

$$P_{jet,max} \sim \rho U_{jet}^2 \sim 14\rho U^2 \quad (4.20)$$

Cette pression associée au pincement de la cavité est représentée par la courbe rouge figure 4.17. On peut constater que dans la gamme de vitesse explorée, elle est du même ordre de grandeur que la pression de type coup de bélier, et pourrait également décrire la transition observée à temps longs.

Une autre hypothèse plausible concerne la pression capillaire due à la courbure de la goutte lors de son rebond. En effet durant la phase de rétractation, la goutte adopte une forme étirée, que l'on peut assimiler grossièrement à une forme cylindrique (voir Qian et Law [1997] et Planchette [2011]). Si on suppose que toute l'énergie incidente de la goutte est convertie en énergie de surface pour former un cylindre de longueur l et de rayon R_c comme schématisé figure 4.18, on doit avoir :

$$\frac{2}{3}\pi\rho R^3U^2 + 4\pi\gamma R^2 = 2\pi R_c^2 + 2\pi R_c l. \quad (4.21)$$

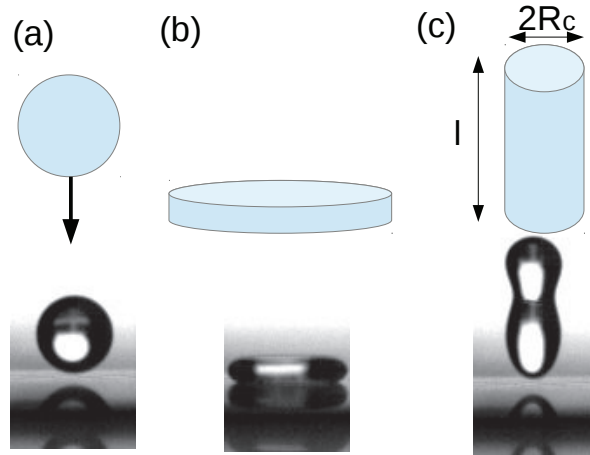


FIGURE 4.18 – Schéma simplifié des étapes d'un impact. (a) : Début de l'impact. (b) : Étalement. (c) : rétractation, amenant la goutte à adopter une forme cylindrique. Les photos sont celles de l'impact d'une goutte de rayon $R = 1.1$ mm impactant une surface à texture multi-échelles à $U = 0.35$ m/s.

La conservation du volume de la goutte implique de plus que :

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = \pi l R_c^2. \quad (4.22)$$

On en déduit une surpression capillaire $P_{cylindre}$ telle que :

$$P_{cylindre} = \frac{\gamma}{R_c} \text{ avec } \frac{R_c^3}{R^3} - \frac{W_e + 6}{3} \frac{R_c}{R} + \frac{4}{3} = 0 \quad (4.23)$$

La pression capillaire est représentée en noir sur la figure 4.17 et est elle aussi du même ordre de grandeur que la pression capillaire critique nécessaire au phénomène d'empalement.

Les pressions associées aux différents mécanismes sont reportées figure 4.17. Il apparaît que la transition observée à temps courts est très bien décrite par la surpression inertielle donnée à l'équation 4.18. Il reste en revanche difficile de comprendre le mécanisme responsable du phénomène d'empalement ayant lieu à temps longs. En effet, dans la gamme de paramètres explorée, les surpressions associées aux trois mécanismes présentés : coup de bélier, pincement de cavité et surpression capillaire sont toutes du même ordre de grandeur.

Notons enfin que les transitions de mouillage n'ont été observées que dans le cas des surfaces micro-texturées. Dans le cas d'impacts sur surfaces de structures nanométriques ou multi-échelles, pour des vitesses d'impact plus petites que 3 m/s, il n'a jamais été observé d'adhésion de la goutte à la surface, signe que le liquide n'a pas

pénétré la nano-structure. Ce comportement est attribué à une pression critique de mouillage bien supérieure dans le cas de nano-structure que des le cas de microstructure, en très bon accord avec les observations récentes de McCarthy et al. (McCarthy et al. [2012]). En revanche, nous avons pu observer qu'il est possible que le liquide pénètre la micro-structure, sans s'empaler sur la nano-structure comme on peut le voir figure 4.19.

En conclusion de ce paragraphe il apparaît que nous avons pu mettre en évidence plusieurs mécanismes plausibles d'empalement des gouttes à l'intérieur de la micro-structure. L'empalement à temps courts peut être décrit de manière quantitative par l'hypothèse d'une surpression inertielle maximale au moment de l'impact. Le mécanisme responsable de l'empalement à temps longs reste à ce stade indéterminé étant donné que parmi les surpressions envisagées (de type coup de bélier, capillaire ou liée à un jet liquide), toutes aboutissent à des vitesses critiques d'empalement du même ordre de grandeur.

4.2.3 Aire mouillée

Une autre façon de caractériser la transition de mouillage évoquée précédemment est de mesurer l'aire de la zone mouillée. Ce qui fixe les dimensions de cette zone, déjà mesurées par Tsai et al. (Tsai et al. [2011]), en fonction de la vitesse d'impact n'a pas encore été compris. Une fois formée sur les surfaces micro-échelles (voir figure 4.19), la taille de la surface mouillée ne varie pas avec le temps. En revanche, pour les surfaces multi-échelles, la zone mouillée est très irrégulière, et son aire décroît avec le temps. Cette observation laisse penser que pour les surfaces multi-échelles, le mouillage n'a lieu qu'à l'intérieur de la microstructure, alors que la nano-structure reste sèche, comme le suggère l'étude de Chen et al. (Chen et al. [2009]).

Nous avons analysé l'étendue de la zone mouillée pour des impacts de gouttes d'eau sur une surface micro-échelle. Sur la figure 4.20 (a) est représenté le rayon mouillé R_w en fonction de la vitesse d'impact, pour différentes fractions solides de la surface et différents rayons initiaux de la goutte. Nos premières observations ont montré que le rayon de la zone mouillée est proportionnel au rayon initial de la goutte, et que ce rayon augmente quand la vitesse d'impact U croît ou que la fraction solide de la surface ϕ_S décroît. Ces tendances suggèrent de considérer un équilibre entre la pression inertielle qui existe à temps courts ($t \lesssim \tau$) et la pression capillaire critique P_C .

Notons que nous n'avons pas pris en compte les autres types de pression évoqués, étant donné que dans cette étude, les vitesses d'impact considérées sont supérieures à

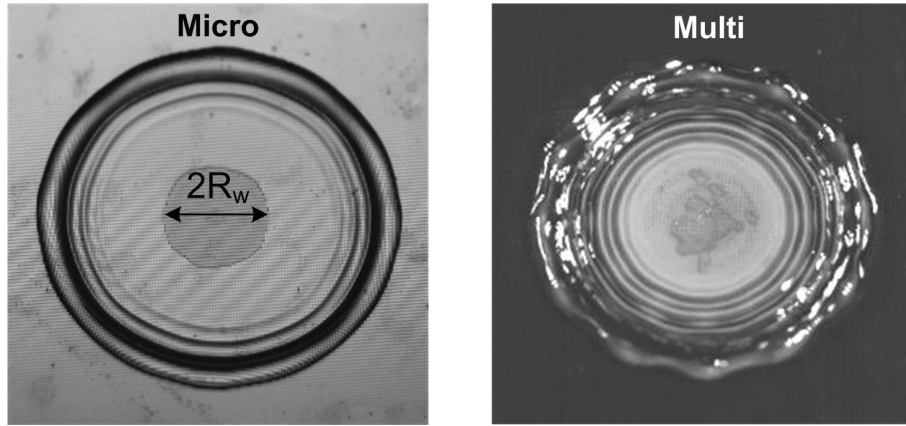


FIGURE 4.19 – Images de l’impact d’une goutte d’eau sur une surface texturée superhydrophobe micro-échelle (image de gauche), et multi-échelles (image de droite).

1 m/s et que l’empalement a alors lieu à temps courts.

Durant les premiers instants de l’impact ($t < 2\tau$), la pression dynamique P_d dans la goutte est donnée par (cf. Roisman et al. [2009]) :

$$\frac{P_d}{P_{max,court}} = \exp(-1.65 \frac{t}{\tau}) \quad (4.24)$$

D’après les simulations numériques effectuées par Roisman et al. (Roisman et al. [2009]), pour une goutte impactant une surface solide, la pression dynamique dans la goutte, à l’interface liquide-solide, est quasi uniforme.

Le rayon d’extension de la goutte varie comme la racine carrée du temps : $r(t)/R \sim \sqrt{t/\tau}$ comme nous l’avons vu précédemment (voir figure 3.3 page 70 ainsi que Vadillo et al. [2009]).

En supposant que l’intégralité de la surface étalée de la goutte pénètre la structure microscopique de la surface tant que $P_d > P_C$, on attend :

$$\frac{R_w}{R} \sim \sqrt{\log(\frac{P_{max,court}}{P_C})}. \quad (4.25)$$

Sur la figure 4.20 (b) est représenté le rayon mouillé adimensionné en fonction du logarithme du rapport de la pression dynamique maximale $P_{max,court}$ sur la pression capillaire critique P_C . On remarque que toutes les données expérimentales s’alignent sur une courbe maîtresse très proche du comportement décrit par l’équation 4.25. Ces résultats appuient l’hypothèse que la zone mouillée est effectivement pilotée par une compétition entre pression dynamique et pression capillaire critique.

En dehors des aspects pratiques concernant l’imprégnation de surfaces texturées par projection de gouttes, ce premier aspect abordé concernant l’étude d’impacts sur

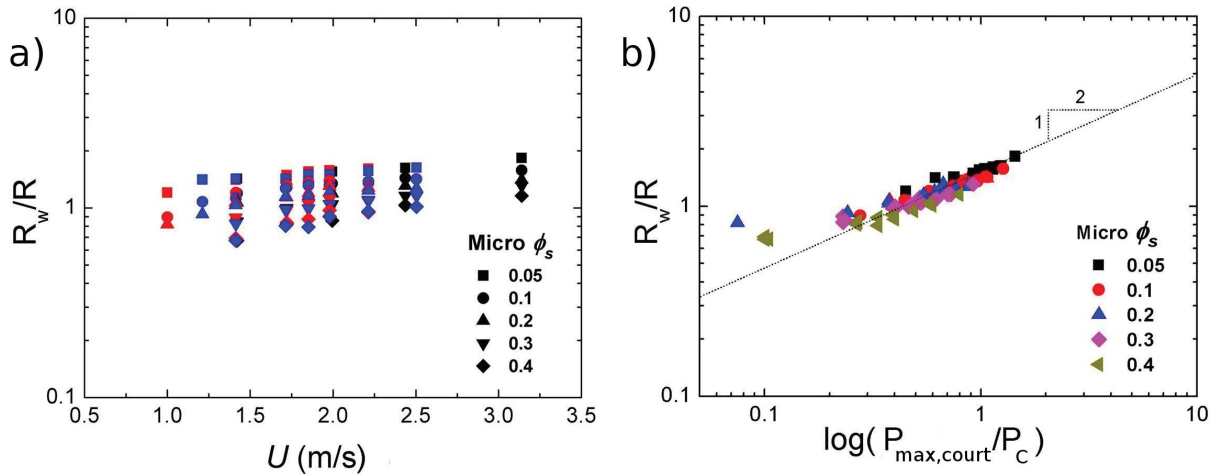


FIGURE 4.20 – (a) Rayon mouillé adimensionné en fonction de la vitesse d’impact pour des gouttes d’eau sur des surfaces micro-texturées de différentes fractions solides ϕ_s et différents rayons initiaux R (bleu : $R = 0.85$ mm, noir : $R = 1.1$ mm, rouge : $R = 1.5$ mm). (b) Rayon mouillée adimensionné pour des impacts de gouttes d’eau sur surfaces micro-échelles, en fonction du logarithme du rapport de la pression dynamique maximale $P_{max,court}$ (cf. equation 4.18) sur la pression capillaire critique P_C (cf. equation 4.17).

surfaces super-hydrophobes texturées peut également être vu comme un moyen de sonder le champ de pression dans la goutte aux premiers instants de l’impact, dont la description est difficile et reste à approfondir. Le phénomène d’imprégnation est également le signe que les effets frictionnels sont plus subtils que prévus, étant donné que lors d’un impact, la zone sur laquelle la goutte s’étale est séparée en deux, l’une où le liquide est dans un état de Wenzel, et l’autre où la goutte est dans l’état de Cassie-Baxter.

4.2.4 Étalement

Nous avons vu que si la présence d’une micro-structure permet de réduire la friction entre le liquide et le solide grâce à la présence d’air "piégé" dans les interstices de la structure, l’effet est plus subtil qu’attendu. D’une part, le phénomène d’imprégnation vu précédemment implique, dans certaines conditions, la présence de deux zones distinctes, où le liquide reste ou non au-dessus des micro-piliers. D’autre part, il a été observé lors d’impact sur surfaces super-hydrophobes texturées des splashes directionnels c’est-à-dire l’éjection de gouttelettes dans des directions privilégiées, correspondant

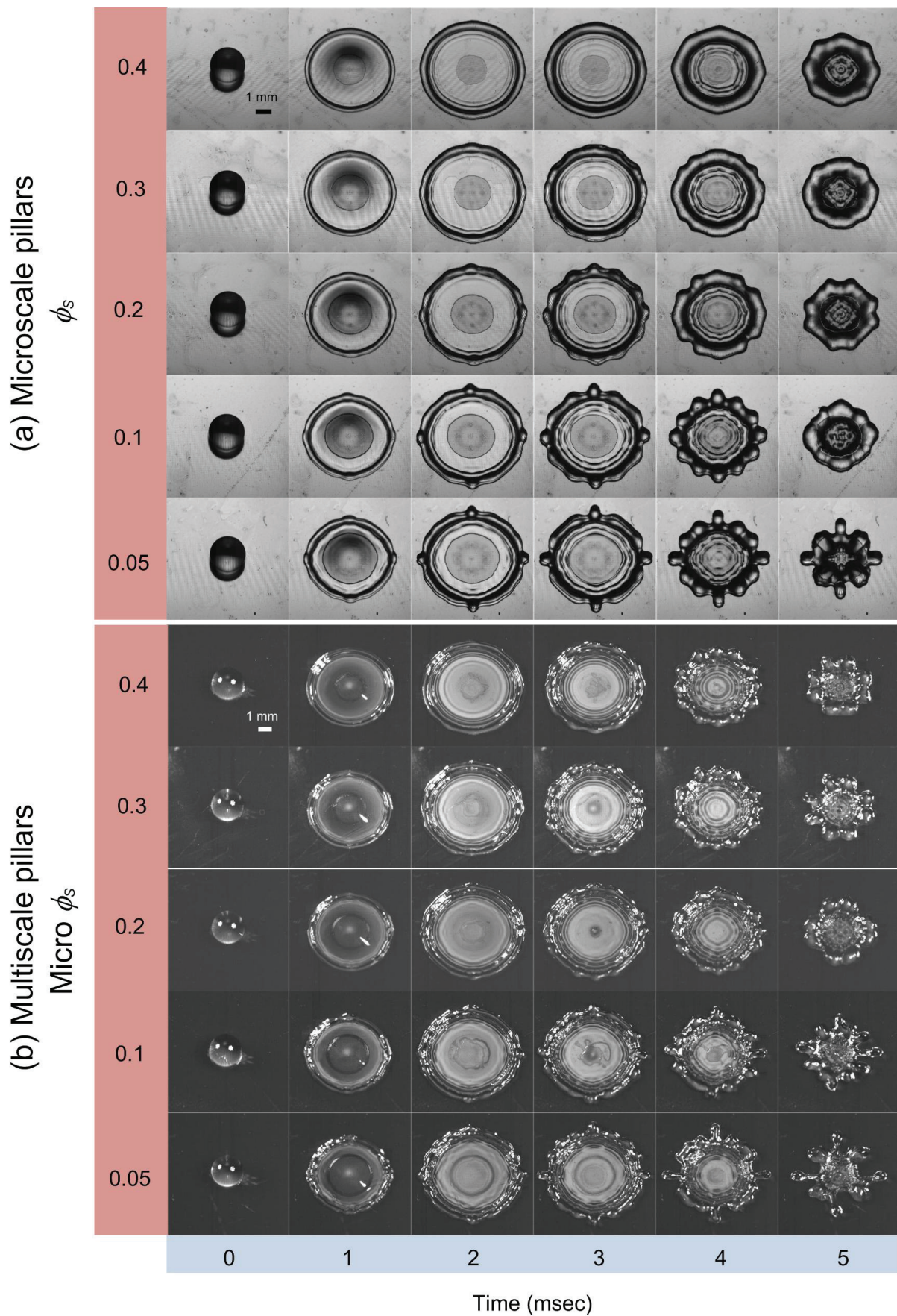


FIGURE 4.21 – Images de l’impact d’une goutte d’eau de rayon initial $R = 1.1$ mm impactant à $U = 2$ m/s ($W_e = 63$) sur des surfaces micro-échelles et multi-échelles.

aux axes de symétrie du réseau de la microstructure (cf. Reyssat et al. [2010] et Tsai et al. [2011]). Ce splash directionnel a été expliqué par le passage d'air entre les piliers de la microstructure, hypothèse confortée par l'absence de splash directionnel à pression ambiante réduite (Tsai et al. [2011]) et par le fait que les axes de symétrie du splash correspondent aux axes de symétries de l'arrangement des micro-piliers.

Pour des nombres de Weber supérieurs à 150, nous observons effectivement un splash cristallographique : quatre gouttelettes satellites sont éjectées du reste de la goutte qui s'étale, suivant les deux axes de symétrie du réseau carré de l'arrangement des micro-piliers. Cependant, en plus de cette observation, nous avons aussi constaté que pour des nombres de Weber plus petits, pour lesquels aucun splash n'est observé, la goutte s'étale de façon non circulaire, l'étalement conservant toujours les propriétés de symétrie du réseau de micro-piliers, comme montré figure 4.21. Si l'étalement semble initialement circulaire (pour des temps ici plus petits que la milliseconde), il commence néanmoins à se former quatre protubérances sur le bourrelet liquide, correspondant aux quatre directions du réseau carré. Ces protubérances croissent ensuite, d'autant plus rapidement que la fraction solide de la surface est faible, pour finalement aboutir à des motifs d'étalement relativement surprenants. L'écart de ces motifs à un étalement circulaire semble être plus prononcé lorsque la fraction solide ϕ_S décroît (l'air contenu entre les micro-piliers peut ainsi s'écouler plus facilement). On observe d'ailleurs que pour des fractions solides très faibles, l'étalement semble également suivre les directions diagonales du réseau carré, formant ainsi ces motifs d'étoiles à huit branches que l'on peut observer. L'écart à la circularité est également plus important dans le cas de surface micro-texturées (cf. figure 4.21 (a)) que dans le cas de surfaces multi-échelles (cf. figure 4.21 (b)), ou dans le cas de vitesses d'impact U plus importantes.

Pour caractériser l'étalement des gouttes sur ces surfaces texturées super-hydrophobes, nous avons à nouveau considéré l'étalement maximal des gouttes $\frac{R_{max}}{R}$, où R_{max} représente le rayon maximal de la goutte, dans la direction où l'extension est maximale. L'étude effectuée par Tsai et al. (Tsai et al. [2011]) a montré que l'étalement des gouttes n'était pas influencé par le détail de la microstructure pour une gamme de nombre de Weber variant de 10 à 1000. La figure 4.22 (a) montre que dans le cas d'impacts sur surfaces micro-échelles, nos résultats sont en bon accord avec ceux de Tsai et al., la fraction solide ϕ_S de la surface micro-échelle semble en effet sans influence notable sur l'étalement maximal.

En revanche, dans le cas de surfaces nano-échelles et multi-échelles, on constate que l'étalement est légèrement supérieur pour des surfaces nano-échelles, et encore supérieur

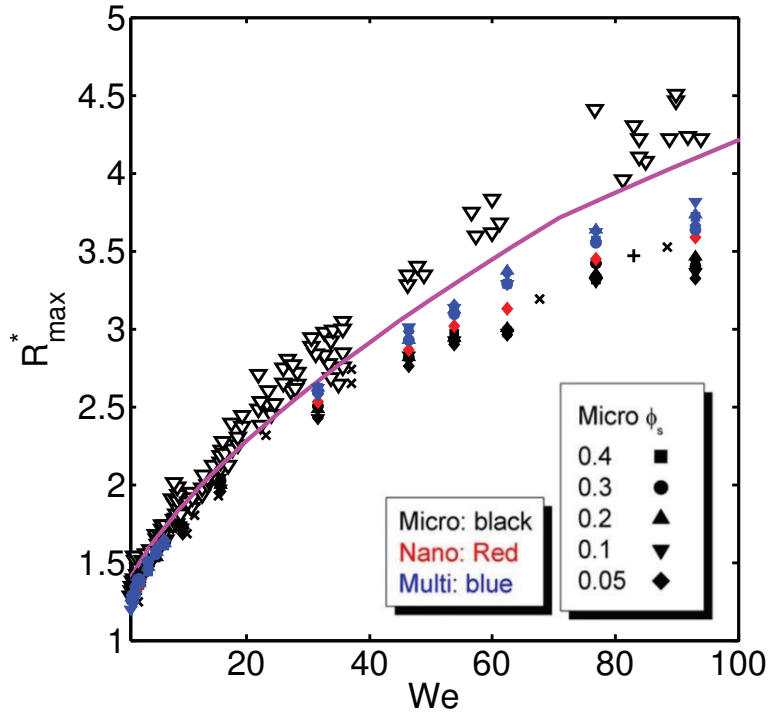


FIGURE 4.22 – Étalement maximal adimensionné dans le cas d'impacts sur surfaces super-hydrophobes ou en caléfaction. Les caractères pleins correspondent à nos expériences d'impacts sur surfaces super-hydrophobes. \times : impacts sur surfaces super-hydrophobes effectués par Tran et al. (Tran et al. [2012]). ∇ : impacts en caléfaction effectués par Tsai et al. (Tsai et al. [2011]). La courbe violette est issue du modèle dynamique du bourrelet présenté chapitre 3, pour une forme de bourrelet torique.

dans le cas de surfaces multi-échelles, tout en restant inférieur à l'étalement maximal en caléfaction. On a donc :

$$\left(\frac{R_{max}}{R}\right)_{caléfaction} > \left(\frac{R_{max}}{R}\right)_{multi} > \left(\frac{R_{max}}{R}\right)_{nano} > \left(\frac{R_{max}}{R}\right)_{micro} > \left(\frac{R_{max}}{R}\right)_{lisse,mouillant} \quad (4.26)$$

sans influence notable de la fraction solide de la microstructure, dans le cas des surfaces micro-texturées et multi-échelles.

On vient donc de montrer qu'il existe une certaine gradation concernant l'étalement maximal de gouttes sur différentes surfaces, traduisant une friction visqueuses liquide-solide croissante avec la fraction solide de la surface. En micro-fluidique, la manière de caractériser la friction visqueuse est de considérer la longueur de glissement sur ces surfaces, valant jusqu'à une dizaine de nanomètres sur des surfaces lisses (Cottin-Bizone et al. [2005]), mais pouvant être fortement augmentée en diminuant la fraction solide de la surface (Ybert et al. [2007]). A ce jour, des longueurs de glissement "records"

d'environ 400 micromètres ont été mesurées sur des surfaces à texture multi-échelles, similaires à celle utilisées dans le cadre de nos expériences d'impact (Lee et Kim [2009]). Ces longueurs de glissement deviennent donc comparables, et même supérieures, aux épaisseurs des films liquides lors de l'étalement, allant typiquement d'une centaine à quelques micromètres. De telles longueurs de glissement peuvent donc réduire la friction de façon significative lors d'expériences d'impacts de gouttes et par conséquent avoir des répercussions notables dans le domaine macroscopique.

4.2.5 Coefficients de restitution

Un autre paramètre qui caractérise la morphologie de l'impact sur une surface solide est l'existence ou non de rebond sur cette surface. Nous avons donc cherché à déterminer le coefficient de restitution quand il y a rebond et la vitesse seuil à partir de laquelle il y a rebond.

Puisque l'énergie dissipée par friction visqueuse est très faible pour des impacts en caléfaction ou sur des surfaces super-hydrophobes texturées lors de l'impact, l'énergie cinétique est convertie en énergie de surface, ce qui correspond à l'étalement, suite à quoi la goutte se rétracte jusqu'à rebondir (Richard et Quéré [2000]). Une manière de sonder l'énergie "perdue" par friction visqueuse lors de l'impact serait donc de mesurer l'énergie restituée lors du rebond de la goutte. Cette énergie est répartie suivant les modes vibrationnels de la goutte, et d'autre part en énergie cinétique de translation, qu'il est facile de mesurer par analyse d'images.

Les rebonds d'un objet sur une surface sont en général caractérisés par un coefficient de rebond, noté r , défini comme :

$$r = \frac{U_{\text{après}}}{U}, \quad (4.27)$$

où $U_{\text{après}}$ représente la vitesse de remontée de la goutte juste après son rebond et U la vitesse d'impact. Dans le cas de chute libre (valable pour jusqu'à des hauteurs de l'ordre de 60 cm pour des gouttes de rayons millimétriques d'après la figure 2.2 page 37), ce coefficient de restitution peut aussi être mesuré comme :

$$r = \sqrt{\frac{H_{\text{rebond}}}{H}} \quad (4.28)$$

où H_{rebond} est la hauteur maximale de remontée de la goutte après rebond, et H la hauteur initiale de chute. Nous avons mesuré ces coefficients de restitution pour des impacts sur les différentes surfaces texturées super-hydrophobes, dans le cas où le re-

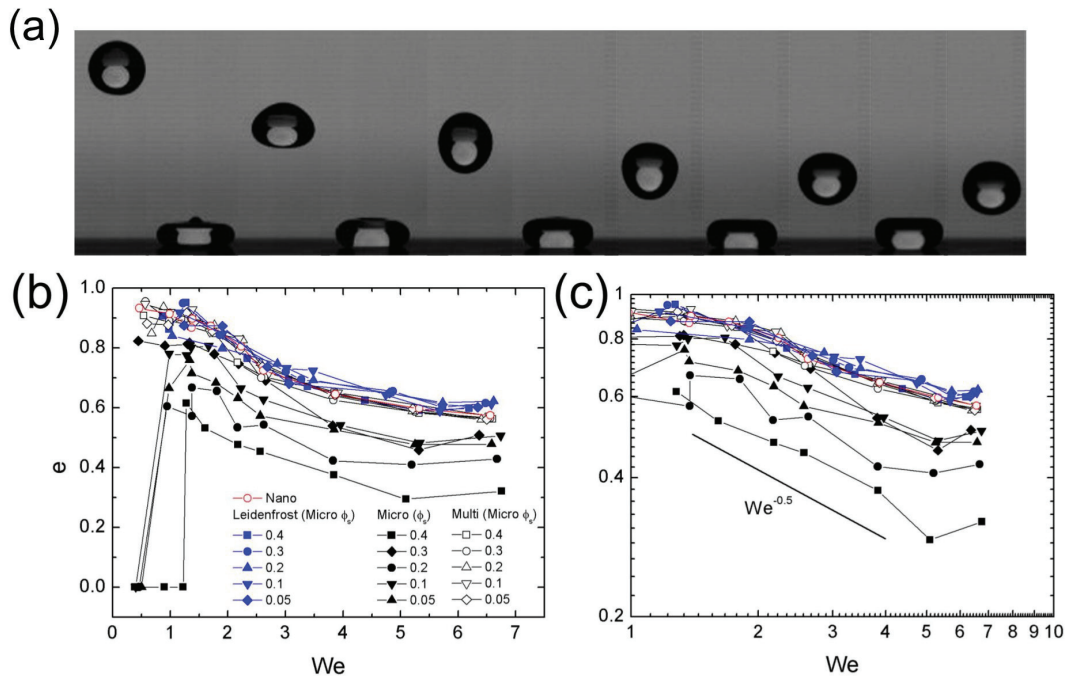


FIGURE 4.23 – (a) Photographies d’une goutte d’eau de rayon initial $R = 1.1$ mm et de hauteur de chute $H = 1$ cm, rebondissant sur une surface texturée super-hydrophobe multi-échelles. (b) Coefficients de restitution en fonction du nombre de Weber. (c) Coefficients de restitution en fonction du nombre de Weber, échelles logarithmiques.

bond est total, c’est-à-dire en l’absence de transition de mouillage (pour des nombres de Weber plus petits que 10).

Les figures 4.23 (b) et (c) montrent que sur les piliers micro-échelles, le coefficient de rebond dépend de la fraction solide ϕ_S . Dans le cas de surfaces nano-échelles ou multi-échelles, le coefficient de restitution est toujours supérieur à celui existant dans le cas d’impacts sur surfaces micro-échelles, pour lesquelles le coefficient de restitution décroît avec la fraction solide. Pour les surfaces nano-échelles et multi-échelles, nous n’avons pas observé de différence discernable entre les coefficients de restitution.

Ces observations se comprennent encore une fois en considérant la dissipation visqueuse, qui augmente quand la friction entre le solide et le liquide augmente, et donc quand la fraction solide augmente. Pour les impacts en caléfaction sur les surfaces micro-échelles, le coefficient de restitution est quasi identique à celui mesuré sur les surfaces nano-échelles et multi-échelles, étant donné que le liquide n’est pas en contact avec le solide.

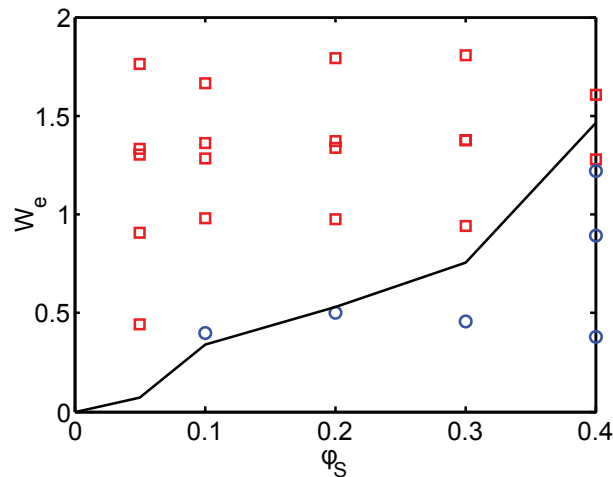


FIGURE 4.24 – Comportement d’une goutte (□ : rebond ou ○ : adhésion) impactant une surface texturée super-hydrophobe micro-échelle, en fonction du nombre de Weber et de la fraction solide ϕ_S . — : $4(\cos(\theta_r) - \cos(\theta_a))$

Pour des nombres de Weber plus petit que environ 1, l’énergie cinétique de la goutte n’est pas suffisante pour contre-balancer l’énergie d’adhésion (Richard et Quéré [2000], Bianco et al. [2006], Bartolo et al. [2006], Rioboo et al. [2008]), et aucun rebond n’est alors observé (le coefficient de restitution est alors nul). Cette énergie d’adhésion est due à l’hystérésis de l’angle de contact, et vaut :

$$E_{adhesion} = \gamma S(\cos(\theta_r) - \cos(\theta_a)) \quad (4.29)$$

où S est la surface liquide en contact avec le solide, θ_a et θ_r respectivement les angles de contact d’avancée et de reculée. Étant donné les nombres de Weber très faibles à la transition adhésion/rebond (plus petits que 2), on peut faire l’approximation que S est simplement de l’ordre de R^2 . On s’attend à ce qu’il y ait rebond à partir du moment où l’énergie cinétique d’impact devient supérieure à l’énergie d’adhésion $E_{adhesion}$, ce qui fait apparaître un nombre de Weber critique $W_{e,rebond,crit}$ tel que :

$$W_{e,rebond,crit} \sim (\cos(\theta_r) - \cos(\theta_a)) \quad (4.30)$$

La figure 4.24 représente le comportement (déposition ou adhésion), dans le cas d’impacts sur surfaces super-hydrophobes micro-texturées. La transition adhésion/rebond semble effectivement suivre la tendance décrite par l’équation 4.30, avec un préfacteur environ égal à 4.

Notons que pour des surfaces nano-échelles et multi-échelles, sur lesquelles l’hystérésis de l’angle de contact est faible, le rebond est observé de façon systématique étant

donné la très faible valeur de l'hystérésis de l'angle de contact (qui n'a d'ailleurs pas été possible de mesurer pour ces types de surfaces étant donnée sa faible valeur).

4.2.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de voir deux aspects concernant les impacts sur surfaces rugueuses. D'une part les impacts sur défaut unique en situation de caléfaction et d'autre part les impacts sur surfaces texturées super-hydrophobes.

Après l'étude effectuée sur les impacts en caléfaction, qui correspondent à une situation modèle d'absence de mouillage et de friction visqueuse quasi-nulle, la perturbation la plus élémentaire pouvant être rajoutée à cela est celle d'un défaut unique et ponctuel. Les effets engendrés par ce défaut sont multiples. Dans certains cas nous avons vu qu'il pouvait être l'activateur de la nucléation d'une zone de démouillage dans le film liquide, dont la dynamique peut être comprise à partir de l'analyse locale décrite au chapitre 2. Le défaut entraîne également une déstabilisation du bourrelet liquide formé à la périphérie de la goutte : le bourrelet semble s'ouvrir sur un secteur angulaire, aux extrémités duquel deux gouttelettes sont éjectées, ce qui ressemble fortement au phénomène de splash directionnel observé sur des surfaces super-hydrophobes texturées. Une perspective envisagée est actuellement l'étude d'impacts sur défauts multiples afin de comprendre comment la déstabilisation du bourrelet peut être généralisée à un grand nombre de défauts, dans des situations où l'on observe des impacts cristallographiques.

Ces impacts cristallographiques ne sont qu'un aspect de la dynamique très riche des impacts sur surfaces super-hydrophobes texturées. L'aspect frictionnel entre le solide et le liquide a également été abordé en considérant l'étalement maximal sur ces surfaces, et les coefficients de restitution lors de rebonds de gouttes. Il ressort de ces études une gradation de la friction, au fur et à mesure que la fraction solide de la texture augmente. Mise à part la caléfaction, la friction est ainsi minimale pour des surfaces à texture multi-échelles, pour lesquelles la très faible fraction solide (plus petite que 0.01) permet de limiter au maximum les effets visqueux. Enfin, si ces surfaces permettent de limiter la friction visqueuse grâce à l'existence d'air piégé entre les interstices de la micro-structure, il faut noter qu'au delà d'une vitesse critique, la pression dans la goutte peut devenir suffisante pour vaincre la pression capillaire critique nécessaire à l'imprégnation du liquide dans la texture.

Chapitre 5

Impacts sur surfaces mobiles

5.1 Position du problème et observations

5.1.1 Position du problème

Lorsque l'on souhaite enduire une surface de liquide, l'un des problèmes qui se pose est le rebond partiel ou total des gouttes sur ces surfaces. Par exemple, dans le cas de gouttelettes de peinture issues d'un spray, la fraction rebondissante des gouttelettes correspond à autant de matière perdue. En agriculture, dans le cas de pulvérisation de pesticides, le rebond même partiel sur les feuilles à traiter est à éviter car il viendrait polluer les sols, à l'inverse, lors de la pulvérisation d'engrais, le rebond total à la surface des feuilles est favorable. Dans le cas de pare-brise de véhicule, l'adhésion de goutte est un effet défavorable, gênant la visibilité du conducteur.

Dans ces derniers exemples, les surfaces peuvent être mobiles (pare-brise) et non nécessairement perpendiculaires à la vitesse des gouttes (feuilles), ce qui correspond donc à des situations où la vitesse possède une composante tangentielle par rapport à la surface considérée. Afin de décrire l'impact d'une goutte sur une surface plate quelconque, il convient donc de prendre en compte la vitesse normale de la goutte ainsi que sa vitesse tangentielle.

Pour obtenir des vitesses tangentielles importantes, nous avons choisi de nous placer dans une configuration de disque tournant : la surface sur laquelle la goutte impacte est en rotation à vitesse angulaire ω , ce qui correspond à une vitesse tangentielle U_t . La vitesse normale d'impact étant la vitesse de chute, toujours notée U .

Une des premières choses qui nous a interpellé lors de nos observations à l'œil nu est que lorsque l'on dépose doucement une goutte liquide sur une surface mobile (en l'occurrence un disque dur tournant, dont la vitesse est de l'ordre de 20 m/s),

celle-ci semble être en lévitation à la surface du disque. La goutte est tout de même convectée par l'écoulement d'air engendré par le disque, mais se déplace nettement plus lentement que celui-ci (la vitesse de la goutte est de l'ordre de la dizaine de centimètres par seconde, nettement inférieure à la vitesse tangentielle du disque égale à 25 m/s). Cette situation est donc extrêmement proche de la caléfaction : dans les deux cas, un film d'air en dessous de la goutte isole le liquide de la surface solide. L'intérêt de la lévitation au dessus d'un disque tournant est que l'écoulement d'air au dessus de ce dernier a été largement étudié (cf. Cochran [1934]) et est modulable en réglant la vitesse de rotation du disque. L'étude des impacts sur surfaces mobiles permettrait donc d'approfondir la caractérisation de la friction entre le liquide et l'air piégé entre le liquide et le solide.

Dans d'autres situations expérimentales, la goutte peut entrer en contact avec la surface mobile et être entraînée partiellement ou intégralement par cette surface. Encore une fois, le fait de pouvoir moduler la vitesse de la surface mobile devient un moyen de sonder les interactions liquide-solide déjà appréhendées dans le cas d'impacts sur surfaces froides et lisses aux chapitres 2 et 3.

Le cas des interactions entre gouttes liquides et surfaces mobiles et/ou inclinées a jusqu'à maintenant été relativement peu étudié. En dehors des situations d'impacts, il existe quelques cas répertoriés pour lesquels le mouvement ou l'inclinaison d'une surface a un effet sur la dynamique des gouttes. Un exemple assez étudié actuellement est celui des gouttes non coalescentes sur surfaces liquides vibrées (Couder et al. [2005]) déjà évoquées en introduction (voir figure 1.8 page 25). La vibration de la surface permet en effet de renouveler le film d'air intercalé entre la goutte et le liquide vibré, permettant la lubrification du contact. Ces gouttes peuvent alors se déplacer à la surface du liquide, générant des ondes de surface avec lesquelles elles interagissent, évoquant ainsi la dualité onde-corpuscule de la mécanique quantique. Un effet similaire peut être observé dans le cas de surfaces liquides en translation : une goutte liquide peut ainsi être piégée dans un ressaut hydraulique, comme l'ont montré Pirat et al. (voir Pirat et al. [2010]). Enfin, dans le cas de surfaces à texture asymétrique de type cliquet, en situation de caléfaction, Lagubeau et al. (voir figure 5.1 et Lagubeau et al. [2011]) ont constaté l'auto-propulsion des gouttes, interprété comme une friction asymétrique du flux de vapeur en dessous de la goutte.

Citons enfin quelques situation d'impact sur surfaces mobiles. Chen et Wang (Chen et Wang [2005]) se sont intéressés à l'étalement de gouttes sur des surfaces en translation. Ils ont notamment montré que, pour l'impact d'une goutte liquide entraînée

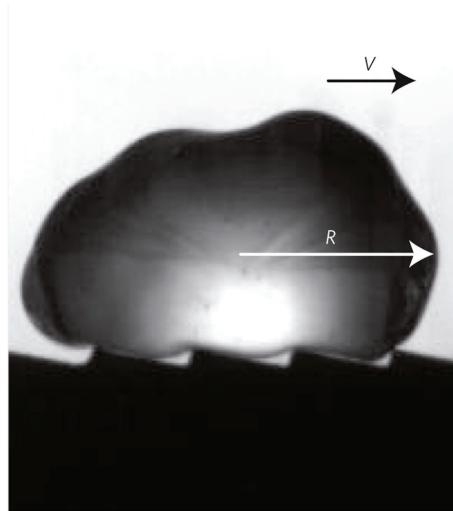


FIGURE 5.1 – Goutte en caléfaction auto-propulsée sur une surface de type cliquet. La goutte a un rayon millimétrique et se déplace vers la droite à environ 10 cm/s. Cliché extrait de Lagubeau et al. [2011].

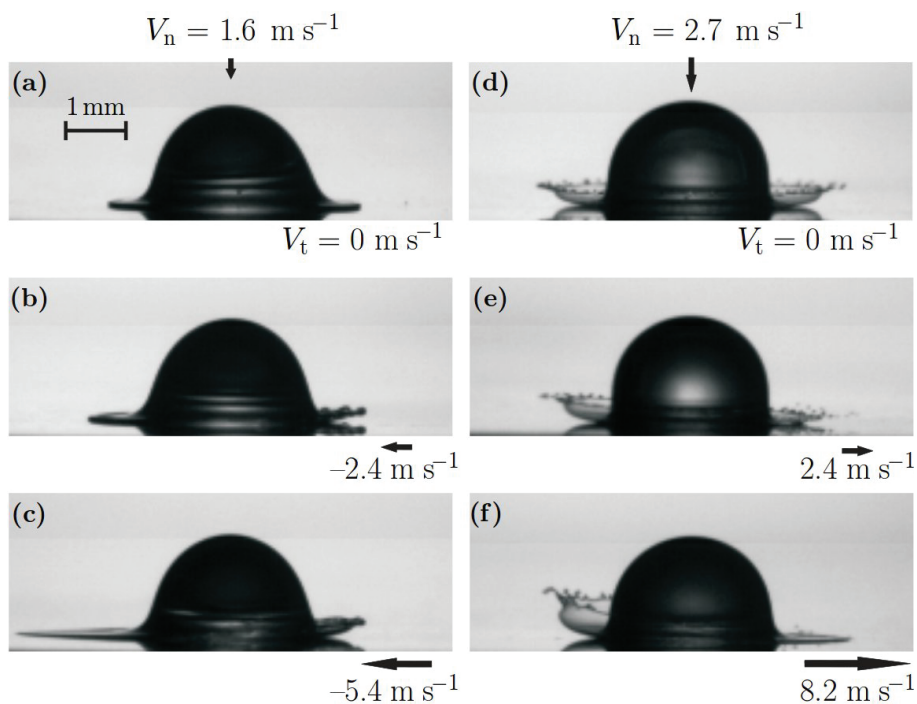


FIGURE 5.2 – Comportements d'une goutte d'éthanol impactant une surface mobile d'aluminium. (a) : absence de splash. (b), (c), et (f) : Splash asymétrique. (d) et (e) : Splash des deux côtés. Clichés extraits de Bird et al. [2009].

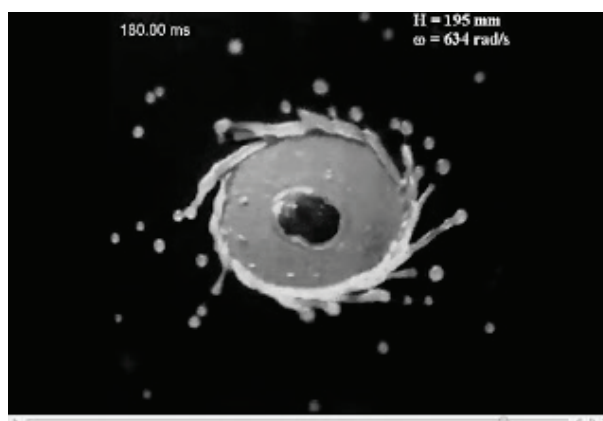


FIGURE 5.3 – Photographie d'une goutte de lait impactant le centre d'une surface tournante. Cliché extrait de Courbin et al. [2008].

intégralement par une surface mobile, l'excès d'aire d'étalement de la goutte, par rapport au cas où la vitesse tangentielle est nulle, est proportionnel au nombre de Weber construit sur la vitesse tangentielle de la surface.

Bird et al. (Bird et al. [2009]) ont quant à eux étudié le splash asymétrique des gouttes sur surfaces mobiles que l'on peut voir figure 5.2 : suivant les conditions expérimentales, la fragmentation d'une goutte peut avoir lieu uniquement du côté où le substrat avance sur la goutte tombante (splash asymétrique). Ils ont interprété ces résultats en établissant un paramètre de splash pour la goutte du côté amont¹ et aval du déplacement du disque (voir figure 5.4), permettant de comprendre ces observations.

Notons enfin le cliché réalisé par Courbin et al. (voir figure 5.3 et Courbin et al. [2008]), montrant l'impact d'une goutte de lait au centre d'une surface tournante. L'effet impressionnant de la centrifugation accentue l'étalement et provoque la rupture du film liquide en son centre, donnant ainsi l'image d'une galaxie au centre de laquelle se trouve un trou noir. Ce cliché a valu aux auteurs de remporter le premier prix de la gallery of fluid motion 2008 de l'APS DFD.

5.1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé précédemment (voir figure 2.3, page 40), si ce n'est que les surfaces sur lesquelles impactent les gouttes sont mo-

1. D'une façon générale, nous nous utiliserons le terme "amont" pour parler du côté duquel le solide se rapproche du point d'impact, et du terme "aval" le côté duquel le solide s'éloigne du point d'impact comme indiqué figure 5.4.

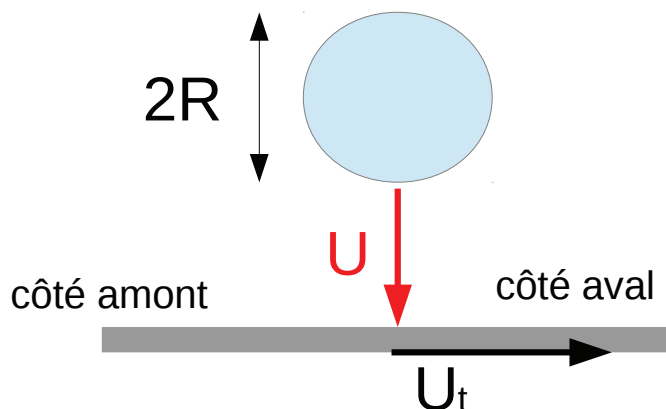


FIGURE 5.4 – Vue schématique de l’impact d’une goutte de rayon R impactant à vitesse U sur une surface mobile en translation uniforme à vitesse U_t .

biles. Ces surfaces sont des disques tournants à vitesse constante, issus de disques-durs informatiques, dont nous avons retiré la carcasse externe. Une alimentation triphasée variable a été conçue afin de faire varier la vitesse angulaire de rotation du disque ω de 0 à 5400 tours/minute environ. Le disque ayant un rayon d’environ 5 cm, on obtient ainsi des vitesses tangentielles maximales de l’ordre de 25 m/s.

L’utilisation d’un disque tournant a plusieurs conséquences. D’une part, la rotation du disque entraîne l’établissement d’une couche limite visqueuse d’air au dessus de celui-ci. L’écoulement d’air au dessus du disque a été largement étudié (voir Cochran [1934]). Il ressort de ces études que l’épaisseur de la couche limite d’air au dessus du disque est uniforme, et vaut :

$$\delta_{air} = \sqrt{\frac{\nu_{air}}{\omega}} \quad (5.1)$$

où ν_{air} est la viscosité de l’air, valant environ $1.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à température ambiante. On a donc des épaisseurs de couche limite de l’ordre de la centaine de micromètres, et donc comparables à l’épaisseur du film liquide qui s’étale.

L’autre effet qu’engendre l’utilisation d’un disque tournant est que sa vitesse n’est pas uniforme sur toute la dimension de la goutte. Ces effets ont été minimisés en se plaçant systématiquement à la périphérie du disque tournant, dans la zone où la différence de vitesse tangentielle entre deux points de la goutte est la plus petit possible comparée à la vitesse tangentielle moyenne. Cet écart relatif est de l’ordre des dimensions de la goutte divisées par le rayon du disque, soit de l’ordre de quelques pour-cents.

Enfin, l’écoulement d’air au dessus du disque devient turbulent dès lors que l’on se place à des distances d par rapport à l’axe de rotation du disque telles que $d \gtrsim 500\delta_{air}$, nous nous sommes donc assurés de ne jamais franchir cette limite (ce qui est chose aisée

liquide	γ (mJ/m ²)	ρ (kg/m ³)	ν (mm ² /s)
eau	72.8	998	0.98
isopropanol	22.3	807	3.0
éthanol	21.8	786	1.4
mélange isopropanol-glycérol	24.5	1010	25.6
huile silicone	20.6	960	20.8

TABLE 5.1 – Caractéristiques des liquides utilisés à 25°C pour les impacts sur surfaces mobiles.

étant donné que le facteur limitant la taille des disques durs est cette limite turbulente, qui aurait des effets néfastes sur la stabilité de la tête de lecture).

Les impacts effectués sur disques tournants ont été réalisés avec des alcools (éthanol et isopropanol), un mélange isopropanol-glycérol de viscosité dynamique environ 25 mPa.s, une huile silicone de viscosité dynamique environ 20 mPa.s et de l'eau. Tous les liquides utilisés, excepté l'eau, mouillent parfaitement la surface du disque. Pour l'eau, des angles de contact d'environ 90° ont été mesurés. Les caractéristiques des différents liquides utilisés (à 25°C) sont répertoriées dans le tableau 5.1 :

5.1.3 Observation de nouveaux comportements

Plusieurs situations ont pu être identifiées :

1. Lorsque la vitesse tangentielle de la surface est très faible, le déplacement de la surface peut être suffisamment faible pour que son effet soit négligeable, l'étalement reste alors axisymétrique, et on retrouve alors le cas d'impacts froids et lisses déjà évoqué aux chapitres 2 et 3.
2. Lorsque la vitesse du disque augmente, on observe que l'étalement n'est plus circulaire, mais prend une forme ovale, allongée dans le sens de déplacement du disque comme représenté sur les photographies 5.5. Une protubérance du bourrelet se forme également à l'extrême amont de la goutte.
3. Lorsque la vitesse du disque augmente encore, la protubérance se détache du reste de la goutte : la goutte est scindée en au moins deux parties non connexes, l'extrémité se détachant rebondissant alors sur le disque. C'est ce comportement que nous appelons rebond partiel, et qui est représenté figures 5.6 et 5.7. Suivant la viscosité du liquide utilisé, le détachement de la protubérance peut avoir lieu près du point d'impact (pour des liquides "peu" visqueux, voir figure 5.6), ou

être étiré sur des distances relativement importantes avant de se séparer du reste de la goutte (pour des liquide plus visqueux, voir figure 5.7). Cette transition sera discutée ultérieurement dans ce chapitre.

4. Pour des vitesses de disque encore plus grandes (voir figure 5.8), la quasi totalité de la goutte rebondit, une ou plusieurs fines lamelles de liquide sont entraînées avec le disque, alors que la quasi-totalité du liquide rebondit sur le substrat.
5. À faible vitesse d'impact et très haute vitesse tangentielle de la surface, on observe un rebond intégral de la goutte (voir figure 5.9). La différence par rapport au cas de la caléfaction ou des surfaces super-hydrophobes est que dans ce cas, l'étalement s'accompagne d'une grande déformation de la goutte en raison des forts gradients de vitesse existant dans l'air au dessus du disque.

Ces différents comportements sont représentés dans un diagramme de phase schématique, figure 5.10.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes principalement intéressés à la transition entre la situation où la goutte s'étale de façon intègre sur le disque et la situation de rebond partiel. Nous considérons qu'il y a rebond partiel dès lors qu'une partie de la goutte se sépare à un moment du reste de la goutte, ce qui est donc assimilé au splash dans le cas où la vitesse tangentielle est nulle.

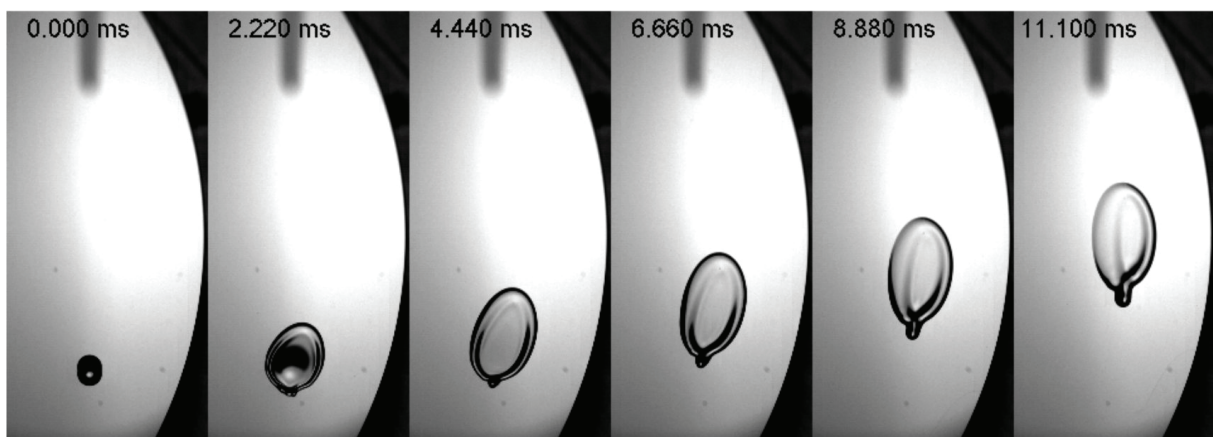


FIGURE 5.5 – Impact d'une goutte d'isopropanol de rayon initial $R = 1.1$ mm et de vitesse d'impact $U = 0.97$ m/s. La vitesse tangentielle du disque est $U_t = 1.58$ m/s. On a ici une situation d'entraînement complet de la goutte avec le disque.

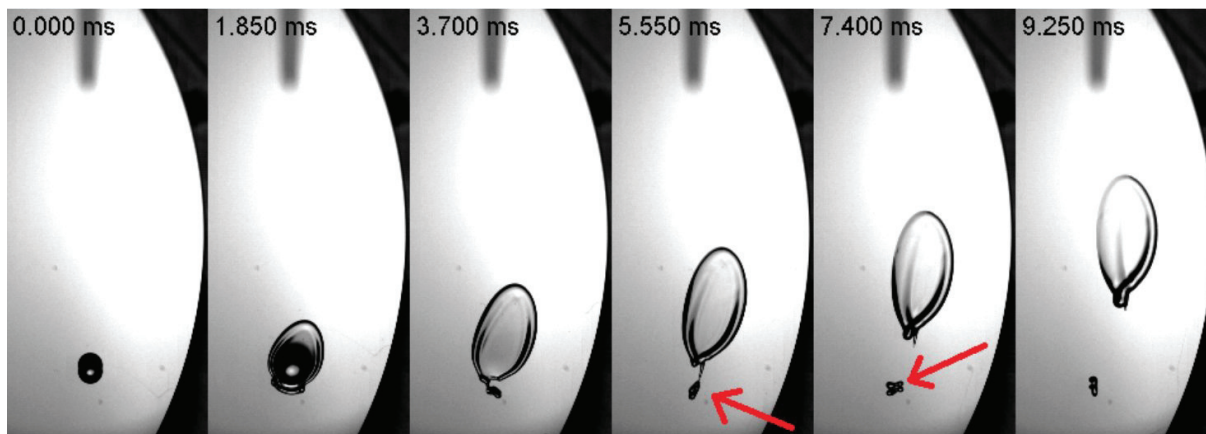


FIGURE 5.6 – Impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.1$ mm et de vitesse d’impact $U = 0.97$ m/s. La vitesse tangentielle du disque est $U_t = 1.94$ m/s. On est ici dans le cas d’un rebond partiel.

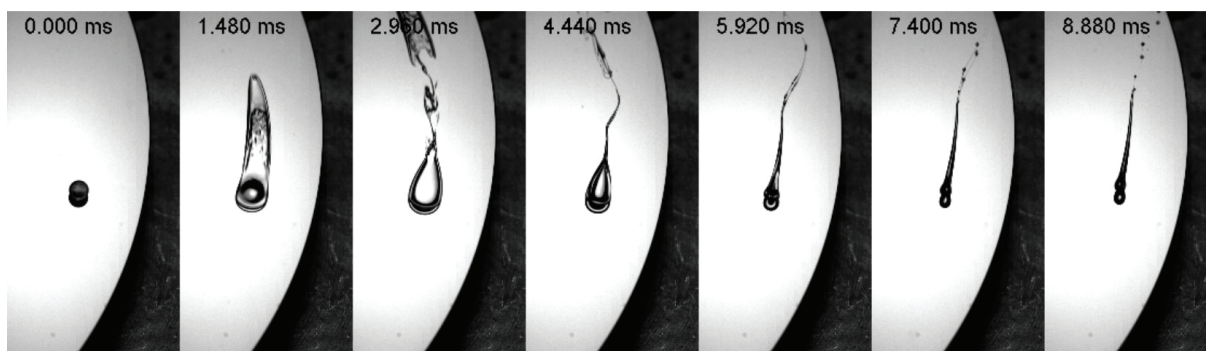


FIGURE 5.7 – Impact d’une goutte d’huile silicone ($\eta = 30$ mPa.s) de rayon initial $R = 1.1$ mm et de vitesse d’impact $U = 0.97$ m/s. La vitesse tangentielle du disque est $U_t = 1.58$ m/s. On est ici dans le cas d’un rebond partiel.

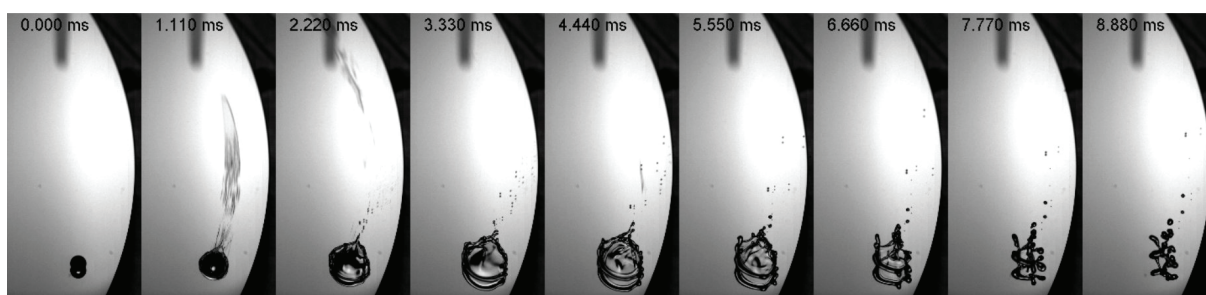


FIGURE 5.8 – Impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.1$ mm et de vitesse d’impact $U = 0.97$ m/s. La vitesse tangentielle du disque est $U_t = 23.1$ m/s. On est ici dans le cas d’un rebond quasi total.

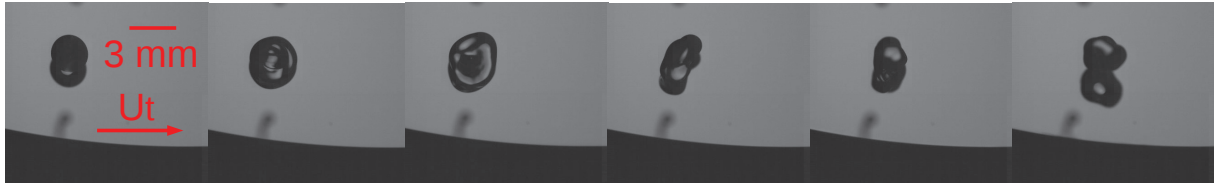


FIGURE 5.9 – Impact d’une goutte d’isopropanol de rayon initial $R = 1.1$ mm et de vitesse d’impact $U = 0.6$ m/s. La vitesse tangentielle du disque est $U_t = 20.6$ m/s. on est ici dans le cas d’un rebond total.

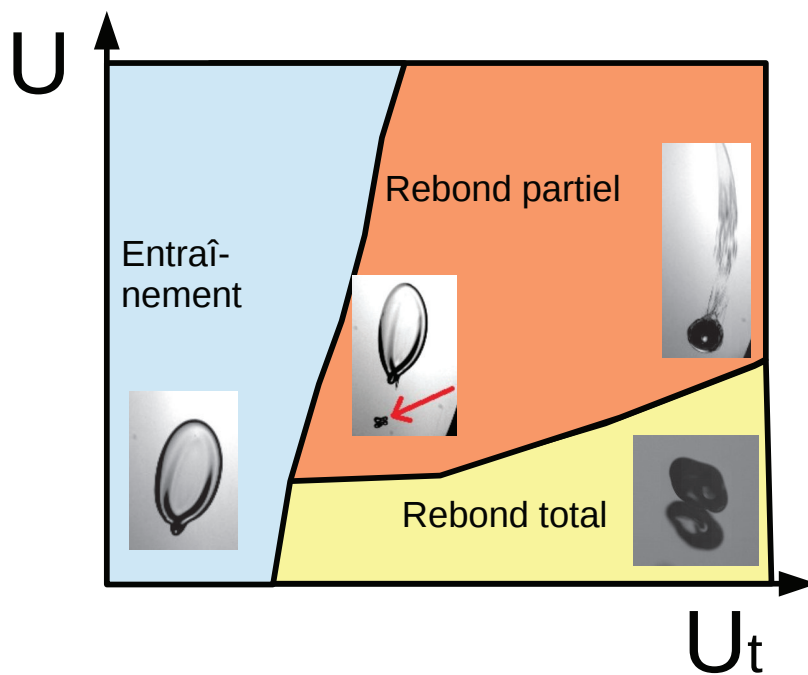


FIGURE 5.10 – Schéma simplifié du diagramme de phase des différents comportements d’impact en fonction de la vitesse d’impact U et de la vitesse tangentielle U_t .

5.2 Transition de rebond partiel

Dans cette partie, nous nous intéressons à la transition qu'il existe entre une situation où la goutte est entraînée par la surface mobile, en restant intègre, et le cas où au moins une gouttelette se détache du reste de la goutte. Si l'on néglige les effets liés à l'écoulement d'air au dessus du disque, les grandeurs considérées sont : la vitesse tangentielle critique $U_{t,crit}$, la vitesse normale U , le rayon des gouttes R , la tension de surface γ la viscosité η et la masse volumique ρ . Les paramètres variables étant au nombre de 6 et les dimensions physiques du problème étant au nombre de 3 (masse, distance et temps), le théorème de Vaschy-Buckingham (théorème II, voir Vaschy [1892] et Buckingham [1914]) nous apprend que l'on peut trouver une relation entre $6 - 3 = 3$ nombres sans dimension. Prenons donc déjà les nombres de Weber et de Reynolds construits à partir de la vitesse normale :

$$Re = \frac{\rho RU}{\eta} \text{ et } We = \frac{\rho RU^2}{\gamma}. \quad (5.2)$$

Les autres nombres sans dimension, en particulier le rapport $\frac{U_{t,crit}}{U}$, sont nécessairement fonctions des deux autres, soit :

$$\frac{U_{t,crit}}{U} = f(Re, We). \quad (5.3)$$

5.2.1 Caractéristiques du film liquide entraîné

L'une des premières idées développée afin de comprendre la dynamique d'entraînement de la goutte par le disque tournant est de considérer que le substrat solide tire une lamelle liquide lors de l'aplatissement de la goutte. Cette lamelle est visible sur les figures pages 119 et 120. L'entraînement de la goutte va donc *a priori* être relié à la force nécessaire que doit exercer le substrat pour entraîner cette lamelle. Nous avons donc dans un premier temps cherché à caractériser ce film liquide.

Dans toutes les situations expérimentales explorées, nous avons pu constater que le front aval du film liquide entraîné se déplace à la vitesse tangentielle du substrat, c'est-à-dire U_t . Cette vitesse est atteinte très rapidement, sur des temps plus petits que l'intervalle de temps entre deux images (de l'ordre du dixième de milliseconde).

Nous avons également mesuré l'épaisseur du film liquide entraîné. Cette épaisseur a été mesurée par la technique d'absorption lumineuse présentée au chapitre 2. Le nouveau paramètre qu'est la vitesse tangentielle U_t rend difficile de réaliser deux impacts sur surface mobile dans les mêmes conditions expérimentales. Nous avons donc réalisé

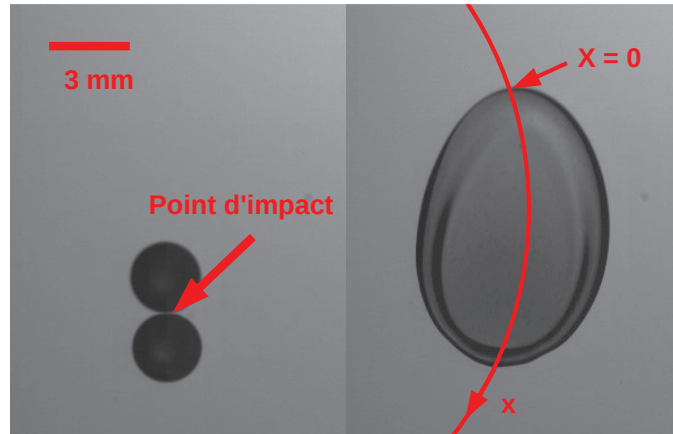


FIGURE 5.11 – Schéma représentant la trajectoire du point d’impact sur le disque (ligne rouge), le long de laquelle les profils d’épaisseur sont mesurés. La goutte de rayon $R = 1.2$ mm est lâchée à une vitesse $U = 1$ m/s sur une surface se déplaçant à $U_t = 1.54$ m/s. L’image de droite est prise 3 millisecondes après contact. Le substrat solide se déplace de bas en haut sur ces images.

ces mesures d’épaisseurs pour des impacts uniques de gouttes colorées, par inversion de l’équation 2.12 page 51.

Les profils d’épaisseur présentés figure 5.12 correspondent à l’épaisseur le long de l’abscisse curviligne x correspondant à la trajectoire du point d’impact sur le disque, comme schématisé figure 5.11. L’origine de l’abscisse x correspond à l’extrémité aval du film liquide. À ces positions x le long de cette trajectoire, on associe des temps t tels que $x = U_t t$, de telle façon qu’à une position x donnée du film corresponde l’instant t auquel le film a été entraîné par le disque. Le profil d’épaisseur $e(x)$ est donc associé à l’évolution temporelle de l’épaisseur liquide entraînée $e(t)$.

La figure 5.12 (a) montre plusieurs évolutions de l’épaisseur de ce film, pour plusieurs vitesses d’impact et vitesses tangentielles. Ces épaisseurs sont du même ordre de grandeur que l’épaisseur de couche limite liquide $\delta \sim \sqrt{\nu t}$ où $t \sim \tau \sim 1$ ms et $\nu = 3.05$ mm²/s pour l’isopropanol à température ambiante, ce qui donne $\delta \sim 50$ μ m. On remarque cependant que l’épaisseur entraînée diminue avec la vitesse tangentielle U_t , et augmente avec la vitesse d’impact U , ce que nous avons cherché à interpréter.

On peut donc dans un premier temps supposer que :

$$e(t) \propto \sqrt{\nu t} \quad (5.4)$$

mais cette équation ne rend pas compte de la dépendance de l’épaisseur e avec la vitesse

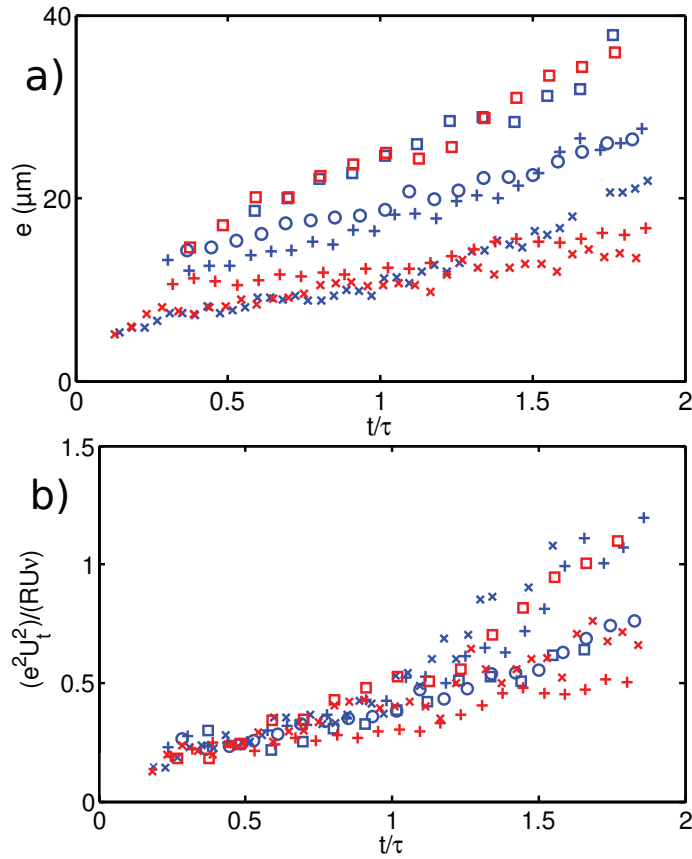


FIGURE 5.12 – a) Épaisseur du film liquide en fonction du temps adimensionné $\frac{t}{\tau}$ où t est le temps après contact. b) Rapport $\frac{e^2 U_t^2}{R U \nu}$ en fonction du temps adimensionné $\frac{t}{\tau}$. Chaque impact est réalisé avec une goutte d’isopropanol de rayon $R = 1.2$ mm et de viscosité cinématique $\nu = 3.06$ mm^2/s . \square : $U = 1.0$ m/s, $U_t = 1.54$ m/s, \circ : $U = 1.0$ m/s, $U_t = 2.03$ m/s, $+$: $U = 1.0$ m/s, $U_t = 2.44$ m/s, \times : $U = 1.0$ m/s, $U_t = 3.99$ m/s, \square : $U = 1.4$ m/s, $U_t = 2.09$ m/s, $+$: $U = 1.4$ m/s, $U_t = 3.17$ m/s, \times : $U = 1.4$ m/s, $U_t = 4.33$ m/s.

d’impact et la vitesse tangentielle. Une façon de comprendre ces observations est de considérer une conservation entre le débit volumique incident sur le substrat et le débit entraîné par la surface mobile. Le débit incident est égal, en ordre de grandeur, à la vitesse de la goutte que multiplie l’aire de la goutte, soit d’ordre UR^2 . Le liquide est entraîné par le disque sur une épaisseur e , à vitesse U_t et a une extension latérale d’ordre R , si l’on néglige les effets dus à l’étalement naturel de la goutte perpendiculairement à la trajectoire du disque. Le débit entraîné est alors d’ordre $e(t)RU_t$, ce qui conduit à :

$$e(t) \propto \frac{U}{U_t}. \quad (5.5)$$

Une façon de satisfaire les équations 5.4 et 5.5 est alors de proposer la forme suivante pour l'épaisseur :

$$e(t) \sim \frac{U}{U_t} \sqrt{\nu t} = \frac{1}{U_t} \sqrt{UR} \sqrt{\nu \frac{t}{\tau}} \text{ avec } \tau = \frac{R}{U} \quad (5.6)$$

La figure 5.12 (b) montre l'évolution du ratio $\frac{e^2 U_t^2}{R U \nu}$ en fonction de $\frac{t}{\tau}$, pour les mêmes impacts que ceux présentés précédemment. On constate que nos différentes données expérimentales semblent être raisonnablement décrites par l'équation 5.6, avec un collapse satisfaisant, en particulier à temps courts.

5.2.2 Critère d'entraînement

Nous venons de voir quelques caractéristiques du film liquide entraîné par le déplacement du substrat, dans des situations où la goutte reste intègre. Au delà d'une vitesse tangentielle critique $U_{t,crit}$, le film liquide se rompt et une gouttelette se détache du reste de la goutte du côté amont, comme on peut le voir figure 5.6 page 120.

La façon dont nous avons mesuré $U_{t,crit}$ est alors la suivante : lorsque U_t est proche de $U_{t,crit}$, nous mesurons la proportion des réalisations de rebond partiel pour différentes valeurs de U_t . La vitesse tangentielle critique $U_{t,crit}$ retenue est alors celle pour laquelle la proportion de rebond partiel est de 50%, en extrapolant linéairement nos données autour de $U_{t,crit}$, comme indiqué figure 5.13.

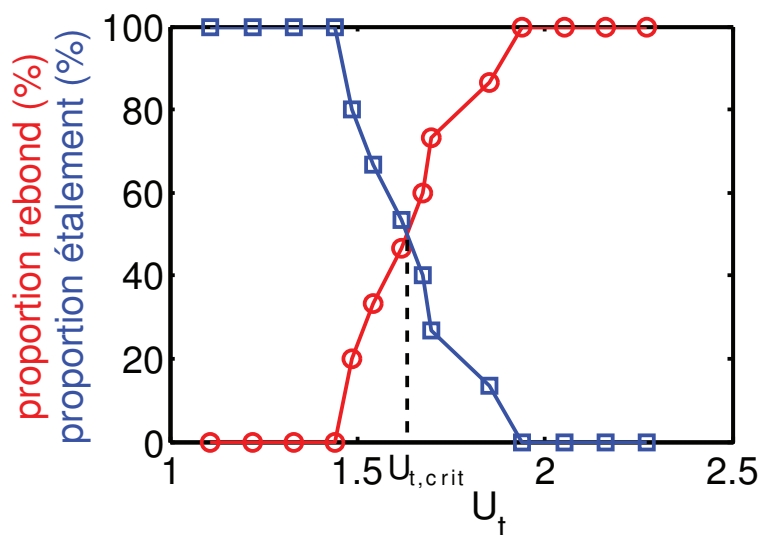


FIGURE 5.13 – Proportions observées de rebond partiel (\square) et d’absence de rebond (\circ) en fonction de la vitesse tangentielle U_t , pour l’impact d’une goutte d’isopropanol de rayon $R = 1.1$ mm chutant à $U = 1.4$ m/s. Chaque proportion est issue d’une moyenne d’environ 15 réalisations d’impacts réalisés dans les mêmes conditions expérimentales.

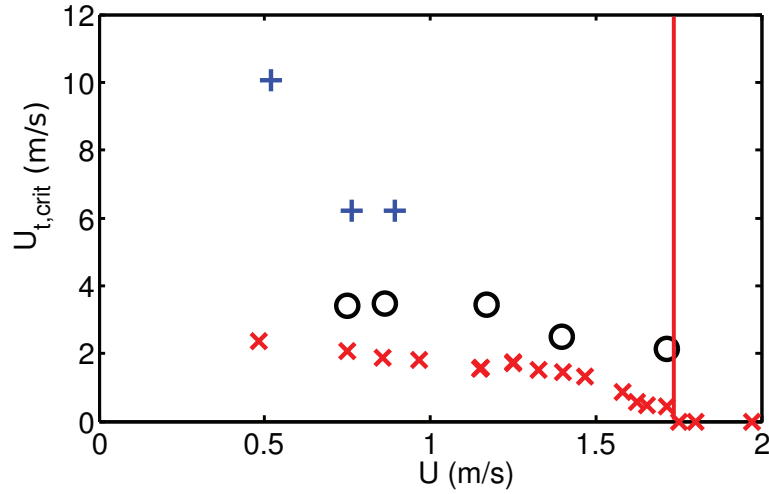


FIGURE 5.14 – Vitesse tangentielle critique de rebond partiel $U_{t,crit}$ en fonction de la vitesse d'impact pour des gouttes de rayon $R = 1.1$ mm. \times : isopropanol ($\gamma = 22$ mN/m, $\nu = 3.05$ mm²/s), \circ : éthanol ($\gamma = 22$ mN/m, $\nu = 1.4$ mm²/s), $+$: eau ($\gamma = 73$ mN/m, $\nu = 0.98$ mm²/s). La droite verticale représente le seuil de splash à vitesse tangentielle nulle observé pour l'isopropanol.

Sur la figure 5.14 sont représentées la vitesse tangentielle critique de rebond partiel $U_{t,crit}$ en fonction de la vitesse d'impact pour des gouttes de rayon $R = 1.2$ mm, pour différents liquides. Nos premières constatations sont les suivantes : $U_{t,crit}$ augmente quand la vitesse normale U diminue, quand la tension de surface γ augmente ou que la viscosité η diminue.

Afin de comprendre l'existence d'une vitesse tangentielle critique $U_{t,crit}$, nous avons cherché à modéliser l'entraînement d'un film liquide d'épaisseur e par le disque, comme schématisé figure 5.15. Pour $U_t < U_{t,crit}$, l'intégralité de la goutte est entraînée par la surface mobile. Considérons donc la force $F_{entraînement}$ horizontale qu'exerce le disque liquide sur la goutte lors de son étalement. Le système considéré est le suivant, et est décrit figure 5.16. On considère le système Σ constitué du liquide qui est contenu dans le volume de la goutte à l'instant t , proche du point d'impact, et qui sera entraîné par le disque à l'instant $t + dt$.

Le volume de ce système est celui du liquide entraîné par le solide pendant la durée dt , et est donc de l'ordre de l'aire entraînée du film multipliée par son épaisseur. Le système Σ a donc une masse $m_\Sigma \sim \rho e(t)RU_t dt$. A l'instant t , la quantité de mouvement horizontale $p(t)$ du système Σ est nulle étant donné que la vitesse du liquide est verticale. En revanche, à l'instant $t + dt$, la vitesse horizontale du système

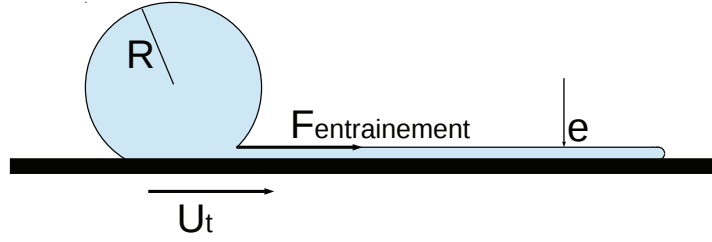


FIGURE 5.15 – Vue schématique de l'entraînement d'une goutte impactant sur une surface mobile.

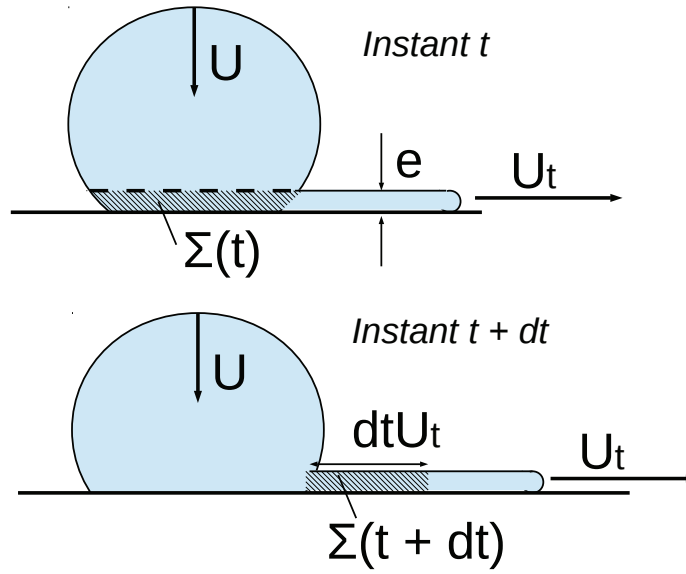


FIGURE 5.16 – Modélisation de l'entraînement du liquide par le mouvement de la surface. $\Sigma(t)$ représente le système (fermé) choisi à l'instant t .

est égale à U_t , la quantité de mouvement du système est alors :

$$p(t + dt) = m_{\Sigma} U_t \sim \rho e(t) R U_t^2 dt. \quad (5.7)$$

Les temps considérés étant d'ordre $\tau = \frac{R}{U}$, e est de l'ordre de $\frac{\sqrt{\nu R U}}{U_t}$ d'après l'équation 5.6. La quantité de mouvement horizontale du système Σ à l'instant $t + dt$ est donc :

$$p(t + dt) = \rho R U_t \sqrt{\nu R U} dt. \quad (5.8)$$

La force motrice nécessaire pour entraîner le film liquide est donc, d'après la deuxième loi de Newton :

$$F_{\text{entraînement}} = \frac{p(t + dt) - p(t)}{dt}, \quad (5.9)$$

soit :

$$F_{\text{entraînement}} \sim \rho R U_t \sqrt{\nu R U}. \quad (5.10)$$

5.2.2.1 Cas capillaire

Nous venons de voir la force nécessaire $F_{\text{entraînement}}$ que doit appliquer le disque tournant sur la goutte afin d'entraîner un film continu. La goutte va rester intègre si la force motrice est supérieure à $F_{\text{entraînement}}$. Dans le cas contraire, le film se rompt et la goutte est scindée en au moins deux parties. La force motrice a plusieurs origines possibles, dont l'une peut être attribuée à la capillarité, étant donné que nous avons observé que le seuil d'entraînement dépend de la tension de surface du liquide (voir figure 5.14).

Dans un premier temps, on considère donc que l'entraînement de la goutte est essentiellement dû à la force capillaire s'exerçant du film liquide entraîné sur le reste de la goutte liquide. Cette force F_{cap} a pour expression :

$$F_{\text{cap}} \sim \gamma R. \quad (5.11)$$

Le critère de rebond partiel de goutte est que la force capillaire F_{cap} est insuffisante pour provoquer l'entraînement de l'intégralité de la goutte liquide, soit $F_{\text{cap}} < F_{\text{entraînement}}$, ce qui donne, d'après l'équation 5.10 :

$$U_t > U_{t,\text{crit}} \text{ avec } U_{t,\text{crit}} \sim \frac{\gamma}{\rho U} \sqrt{\frac{U}{\nu R}}, \quad (5.12)$$

ou alors sous forme adimensionnée :

$$U_{t,\text{crit}}^* = \frac{U_{t,\text{crit}}^*}{U} = R_e^{\frac{1}{2}} W_e^{-1}. \quad (5.13)$$

La figure 5.17 représente la vitesse tangentielle critique adimensionnée $U_{t,\text{crit}}$ en fonction du paramètre $W_e R_e^{-\frac{1}{2}}$. On constate un bon ajustement de nos données pour des liquides de tensions de surface relativement variables (de 22 mN/m² pour les alcools à 72 mN/m² pour l'eau), et des viscosités dans la gamme ν : 1 mm²/s - 3 mm²/s. On mesure alors $U_{t,\text{crit}} = 4.6 R_e^{\frac{1}{2}} W_e^{-1}$. L'écart par rapport à la modélisation effectuée précédemment pour les impacts effectués avec de l'isopropanol lorsque le paramètre $W_e R_e^{-\frac{1}{2}}$ devient grand peut se comprendre du fait que pour des gouttes d'isopropanol de rayon $R = 1.1$ mm, le seuil de splash sur surface lisse horizontale et immobile a été mesuré pour $W_e R_e^{-\frac{1}{2}}$ environ égal à 5. On s'attend donc à ce que, proche de cette valeur, les mécanismes mis en jeu dans l'éjection de gouttelettes soient différents de celui présenté précédemment.

5.2.2.2 Cas visqueux

Dans le cas visqueux, la force de tirage de la goutte est moins évidente à appréhender. La façon qui semblerait la plus naturelle pour évaluer cette force serait de prendre

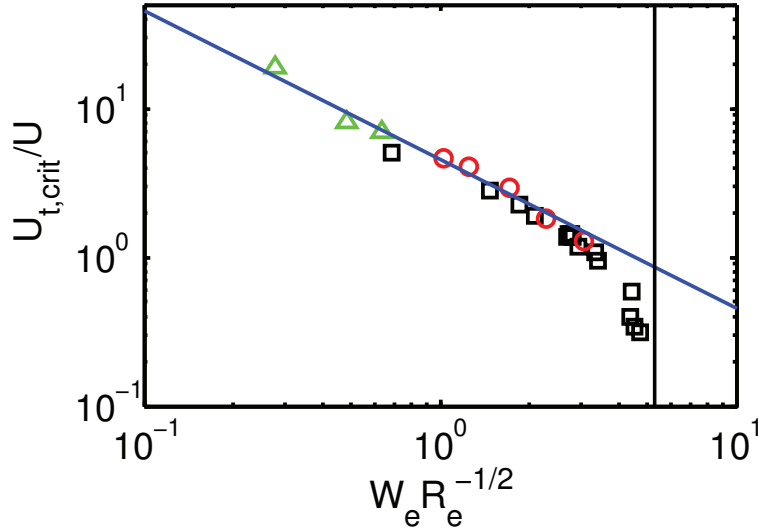


FIGURE 5.17 – Vitesse critique adimensionnée $U_{t,crit}^*$ en fonction du paramètre $W_e R_e^{-1/2}$. \triangle : Eau ($\gamma = 72$ mJ/m², $\rho = 998$ kg/m³, $\nu = 0.98$ mm²/s, $R = 1.7$ mm); \square : isopropanol ($\gamma = 22$ mJ/m², $\rho = 786$ kg/m³, $\nu = 3.0$ mm²/s, $R = 1.1$ mm); \circ : éthanol ($\gamma = 22$ mJ/m², $\rho = 807$ kg/m³, $\nu = 1.4$ mm²/s, $R = 1.1$ mm). La courbe bleue représente le comportement $4.6W_e R_e^{-1/2}$. La droite verticale représente le seuil de splash à vitesse tangentielle nulle observé pour l’isopropanol.

la viscosité dynamique du liquide, multipliée par l’aire de la goutte en contact avec le disque ($\sim R^2$), que multiplie encore le gradient de vitesse horizontale ($\sim \frac{U_t}{e}$). On obtient dans ce cas une force de la forme :

$$F = \rho\nu \frac{R^2 U_t^2}{\sqrt{\nu R U}}. \quad (5.14)$$

Nous verrons ultérieurement que cette expression ne semble pas correspondre à nos résultats expérimentaux étant donné que cette expression aboutit à un rapport $\frac{U_{t,crit}}{U}$ constant. Une des raisons pouvant expliquer ce désaccord est que la force que nous venons de considérer n’exerce son influence que sur une épaisseur de l’ordre de l’épaisseur de couche limite e , et n’a donc que peu de chance de participer efficacement à l’entraînement de l’intégralité de la goutte liquide.

Une autre manière de considérer la force visqueuse s’exerçant sur la goutte serait de prendre en compte la force qu’exerce le film liquide sur le reste de la goutte. La surface supérieure du film liquide ayant une vitesse quasi-nulle, les gradients de vitesse à prendre en compte sont de l’ordre de la vitesse de la goutte divisée par le rayon de la goutte, ce qui conduit à une expression pour la force visqueuse :

$$F_{vis} \sim \rho\nu R U \quad (5.15)$$

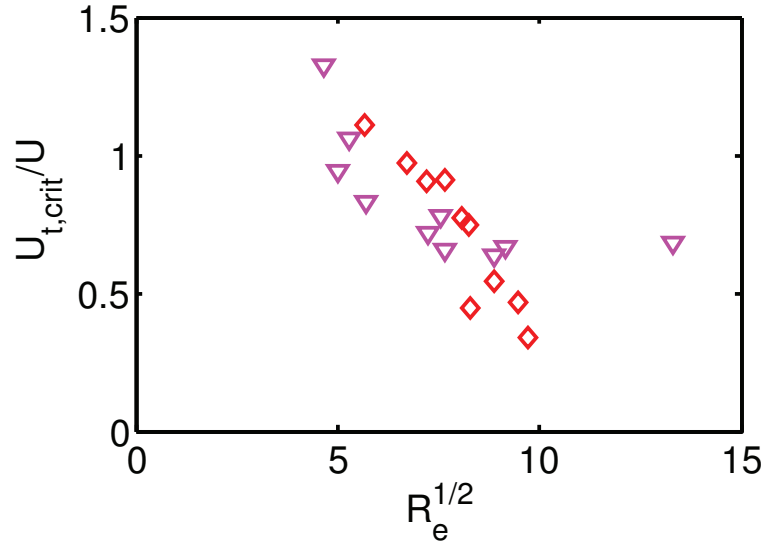


FIGURE 5.18 – Vitesse critique adimensionnée $U_{t,crit}^*$ en fonction de la racine du nombre de Reynolds $Re^{1/2}$. \diamond : Huile silicone ($\gamma = 21 \text{ mJ/m}^2$, $\rho = 960 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 20.8 \text{ mm}^2/\text{s}$, $R = 1.1 \text{ mm}$); ∇ : mélange isopropanol-glycérol ($\gamma = 24.5 \text{ mJ/m}^2$, $\rho = 1010 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 25.6 \text{ mm}^2/\text{s}$, $R = 1.1 \text{ mm}$).

De la même façon que dans le cas capillaire, il y a rebond partiel de la goutte, si la force visqueuse n'est pas suffisante pour assurer l'entraînement de la goutte, soit si $F_{vis} < F_{entraînement}$, ce qui conduit à :

$$U_t < U_{t,crit} \text{ avec } U_{t,crit} \sim U \sqrt{\frac{\nu}{RU}} \quad (5.16)$$

ou sous forme adimensionnée :

$$U_{t,crit}^* \sim Re^{-1/2} \quad (5.17)$$

La figure 5.18 montre la vitesse tangentielle seuil $U_{t,crit}$ en fonction de $Re^{1/2}$ pour des impacts effectués avec de l'huile silicone de viscosité $\nu = 20.8 \text{ mm}^2/\text{s}$ et un mélange isopropanol-glycérol de viscosité $\nu = 25.6 \text{ mm}^2/\text{s}$. A ce stade, il semble difficile de conclure sur la validité du dernier modèle envisagé. Notons toutefois la tendance à la décroissance de $U_{t,crit}$ avec le nombre de Reynolds, davantage en accord avec le modèle de force visqueuse de l'équation 5.15 que celui conduisant à la force 5.14, qui implique un rapport $\frac{U_{t,crit}}{U}$ constant.

5.2.2.3 Bilan

Nous avons donc vu que dans le cas d'un entraînement capillaire, on a :

$$U_{t,crit}^*(capillaire) \sim Re^{1/2} W_e^{-1}, \quad (5.18)$$

alors que dans le cas d'un entraînement visqueux, la modélisation effectuée aboutit à la loi d'échelle :

$$U_{t,crit}^*(visqueux) \sim Re^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.19)$$

Une manière d'évaluer si nous nous trouvons dans le régime capillaire plutôt que visqueux est de dire que la force capillaire est prépondérante par rapport à la force visqueuse, et que par conséquent, $U_{t,crit}^*(capillaire) > U_{t,crit}^*(visqueux)$. Cette condition revient simplement à affirmer que le régime capillaire est atteint lorsque :

$$Re^{\frac{1}{2}} W_e^{-1} > Re^{-\frac{1}{2}} \text{ soit } W_e^{-1} Re = C_a^{-1} = \frac{\gamma}{\eta U} > 1 \quad (5.20)$$

où C_a est le nombre capillaire défini précédemment, et valant $C_a = \frac{U\eta}{\gamma}$.

Afin de faire apparaître explicitement le nombre capillaire à travers les conditions de rebond partiel 5.21 et 5.22, nous avons considéré la quantité $U_{t,crit}^* Re^{\frac{1}{2}}$. Nous avons alors, dans le cas capillaire ($C_a \ll 1$) :

$$U_{t,crit}^*(capillaire) Re^{\frac{1}{2}} \sim Re W_e^{-1} = C_a^{-1} \quad (5.21)$$

alors que dans le cas visqueux ($C_a \gg 1$), nous avons :

$$U_{t,crit}^*(visqueux) Re^{\frac{1}{2}} \sim 1 \quad (5.22)$$

La figure 5.19 représente l'ensemble des vitesses critiques seuils, multipliées par la racine du nombre de Reynolds en fonction du nombre capillaire. On distingue deux comportements distincts. Pour des nombres capillaires petits, les effets visqueux sont négligeables devant les effets capillaires, et on retrouve le comportement décrit par l'équation 5.21. A l'inverse, pour des nombres capillaires grands devant l'unité, on constate que la quantité $U_{t,crit}^*(capillaire) Re^{\frac{1}{2}}$ ne semble plus dépendre significativement du nombre capillaire, appuyant ainsi l'hypothèse d'entraînement visqueux conduisant à l'équation 5.22.

5.3 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'appréhender quelques aspects de la dynamique d'impact sur surfaces mobiles. Nous avons essentiellement étudié la dynamique de rebond partiel, plus précisément le seuil au-delà duquel la dynamique d'impact transite d'une situation où la goutte est entièrement entraînée par la surface mobile à une situation où une gouttelette se détache du reste de la goutte du côté amont.

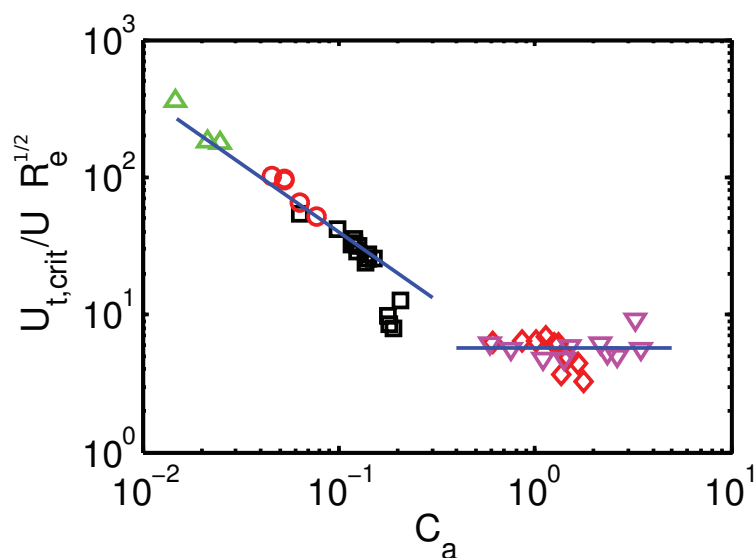


FIGURE 5.19 – Vitesse critique adimensionnée $U_{t,crit}^*$ multipliée par $R_e^{1/2}$ en fonction du nombre capillaire C_a . \triangle : Eau ; \square : isopropanol ; \circ : éthanol ; \diamond : huile silicone ; ∇ : mélange isopropanol-glycérol. Les droites bleues sont de pente -1 et 0.

Les premières caractérisations du film liquide entraîné par le disque nous ont amené à modéliser la force nécessaire exercée par le substrat sur la goutte afin que l'intégralité de celle-ci accompagne le mouvement du disque. Cette étude nous a permis de différencier deux cas distincts. Le premier où les effets capillaires sont prépondérants face aux effets visqueux, et le second où les effets visqueux l'emportent. Ces deux comportements sont observables respectivement pour des nombres capillaires petits et grands devant l'unité. Une caractérisation plus fine de ce film liquide est actuellement en cours, notamment en explorant l'influence de certains paramètres (taille de goutte, viscosité, tension de surface) sur les caractéristiques de ce film, c'est-à-dire la forme de la languette entraînée et son épaisseur.

La dynamique d'impact sur surfaces mobiles semble par ailleurs posséder une dynamique extrêmement riche, notamment grâce à l'écoulement d'air engendré par le déplacement de la surface mobile. Cet écoulement d'air peut être la cause d'une force de portance sur la goutte et l'isoler complètement de la surface du disque, dans une situation très proche de la caléfaction. L'analyse des angles de rebonds de goutte après impacts sur surfaces mobiles, dans le cas de rebond total est une méthode envisagée afin de quantifier cette friction.

Conclusion générale de cette thèse

Au cours de cette thèse, nous avons pu voir plusieurs situations d'impacts de gouttes sur surfaces solides pour lesquelles un film de gaz est intercalé entre un substrat et la goutte liquide. Ce film de gaz a des effets singuliers au niveau du mouillage et de la friction visqueuse, et constitue un nouveau type d'interface qui est actuellement l'objet de nombreuses études (Couder et al. [2005], Pirat et al. [2010], Tsai et al. [2011], etc.). Au delà de ces aspects nouveaux, ce genre de surface présente également l'intérêt de simplifier profondément la dynamique des écoulements aux interfaces, étant donnée l'absence de ligne triple et la forte diminution de friction visqueuse.

Diverses stratégies ont été utilisées afin de donner naissance à ce film gazeux. La première consiste à exploiter l'effet Leidenfrost, ou caléfaction : une goutte liquide, approchée d'une surface suffisamment chaude peut s'évaporer assez vite pour pouvoir léviter sur le coussin de vapeur qu'elle génère, et ce même dans des situations dynamiques telles que les impacts de gouttes. La caléfaction a ainsi été fortement exploitée dans cette thèse.

Nous avons dans un premier temps choisi d'étudier la dynamique d'impact de gouttes en caléfaction de façon locale. Des techniques expérimentales, PIV et absorption lumineuse, ont en effet permis d'accéder de façon quantitative aux champs de vitesses et aux profils d'épaisseurs de la goutte lors de son étalement. Les données recueillies ont permis d'obtenir une description fine et complète de la dynamique locale d'étalement d'une goutte de fluide parfait, que nous avons pu confronter aux différentes prédictions théoriques (Roisman et al. [2009], Eggers et al. [2010], Villermaux et Bossa [2011]). La même approche a été effectuée dans le cas d'impacts sur surfaces froides. La comparaison directe de ces mesures avec celles réalisées en caléfaction constitue alors une mesure directe des propriétés de la couche limite visqueuse que nous avons pu mettre en évidence.

Les données locales que nous avons recueillies nous ont ensuite permis de modéliser la dynamique globale d'étalement, notamment de prédire l'extension de la goutte en

fonction du temps. En effet, connaissant les profils d'épaisseur et le champ de vitesse au sein du film liquide, nous avons pu calculer les forces de poussée s'exerçant sur le bourrelet liquide situé à la périphérie de la goutte. La modélisation effectuée a ainsi permis de décrire l'extension radiale au cours du temps d'une goutte en caléfaction, en excellent accord avec les données expérimentales, dans une large gamme de nombres de Weber (de 1 à 1000 environ).

En dehors du cas modèle de la caléfaction, nous nous sommes intéressés à d'autres cas d'impacts en situations de friction réduite, notamment celui des surfaces texturées super-hydrophobes, constituées d'un ensemble de piliers microscopiques. Cette étude a été initialement menée en analysant l'effet qu'induit un défaut unique sur des impacts en caléfaction. Les données locales recueillies ont alors permis de comprendre la dynamique d'ouverture de zones de démouillage provoquée par la présence du défaut. Cette ouverture peut dans certaines conditions amorcer le phénomène de splash. L'étude de cette situation de topographie unique (défaut ponctuel) a été accompagnée d'une étude expérimentale sur des surfaces texturées super-hydrophobes. Deux types de structures ont été analysées : des piliers micrométriques recouverts ou non par une structure nanométrique. Nous avons pu montrer que la réduction de friction a été notablement favorisée dans le cas de ces surfaces à texture multi-échelles, conduisant à un étalement maximal accentué. La diminution de friction a également pu être abordée par l'étude des coefficients de restitution lors du rebond des gouttes sur ces surfaces, également favorisé par la présence d'une structure nanométrique.

Enfin, lors d'impacts sur surfaces mobiles, nous avons constaté que lorsque la vitesse du substrat est suffisamment importante, la goutte peut rebondir de façon intégrale ou partielle. Les techniques d'absorption lumineuse ont été utilisées afin de mesurer l'épaisseur de la lamelle liquide entraînée. Cette caractérisation a permis ensuite de comprendre l'existence d'une vitesse tangentielle critique de rebond partiel, au delà de laquelle le film entraîné se rompt et une gouttelette se détache du reste de la goutte.

Les travaux effectués dans cette thèse ont également soulevé quelques questions qui pourront faire l'objet d'études ultérieures. Il reste à explorer la dynamique aux premiers instants de l'impact, à des temps où les déformations optiques dues à la courbure de l'interface liquide-gaz mettent en défaut les techniques expérimentales de PIV et d'absorption lumineuse. La caractérisation locale à temps courts a toutefois déjà été entraperçue dans cette thèse lors de l'étude de l'imprégnation de liquide à l'intérieur de la micro-structure des surfaces super-hydrophobes. En effet, la pression capillaire critique d'imprégnation est reliée aux détails microscopiques de la texture

de ces surfaces, et peut donc également être vue comme une sonde de pression. Une approche locale complète de l'impact de goutte permettrait ainsi une compréhension complète du phénomène d'impact, qui a été entraperçue par des modélisations de la dynamique du bourrelet liquide lors de la phase d'étalement.

Outre cette caractérisation locale, l'approche globale amorcée dans cette thèse rend possible une compréhension de la stabilité du bourrelet liquide. Nous avons en effet vu que la viscosité des liquides n'influence pas ou peu la dynamique du film liquide lors de l'étalement, alors qu'elle a un effet stabilisant sur le bourrelet, donnant ainsi des indices sur les mécanismes physiques menant à sa déstabilisation, entraînant le phénomène de splash.

Par ailleurs de nombreuses perspectives sont possibles concernant les impacts sur surfaces mobiles, dont la dynamique très riche reste encore peu explorée. L'influence de la friction entre la goutte liquide et le substrat via le film d'air, dont l'écoulement, contrôlé par le mouvement du solide, permettrait de comprendre plus finement les interactions liquide-vapeur existant notamment dans le cas de la caléfaction. D'autres projets de "caléfaction froide" sont d'ailleurs envisagés afin de caractériser précisément cette friction, notamment par un procédé d'injection d'air à travers une membrane poreuse sur laquelle une goutte viendrait chuter.

Annexe A

Méthode de mesure d'épaisseur par absorption lumineuse

Dans cette annexe, nous détaillons la méthode de mesure d'épaisseur par absorption lumineuse. Pour que cette mesure soit possible, il faut d'une part recueillir du signal absorbé en tout point de la goutte. Ce premier point sera essentiellement discuté dans la première section de cette annexe, où nous avons utilisé une méthode de considération de pupilles afin de déterminer la répartition en intensité de la lumière se réfléchissant à la surface de la goutte, ou traversant la goutte et se réfléchissant sur le substrat solide.

Dans la deuxième section, la méthode de mesure expérimentale sera pleinement détaillée.

Enfin, la troisième section détaillera les incertitudes de mesure.

A.1 Simulation de gouttes posées par méthode de considération de pupilles

Afin de comprendre la répartition de l'intensité lumineuse reçue par le capteur de la caméra lors d'acquisition de vidéos d'impacts de gouttes, nous avons cherché à simuler des images de gouttes posées sur une pastille de silicium, par une méthode de considération de pupilles (voir Pérez [1996] et Hetch [2005]).

La goutte posée est modélisée par une calotte sphérique d'épaisseur maximale e et d'extension radiale r (voir figure A.1). Le rayon de courbure R_c de la goutte est alors constant, et vaut $R_c = \frac{r^2 + e^2}{2e}$. L'équation de la surface libre de la goutte est alors :

$$z(x) = e - R_c + \sqrt{R_c^2 - x^2} \text{ avec } r^2 = e(2R_c - e) \quad (\text{A.1})$$

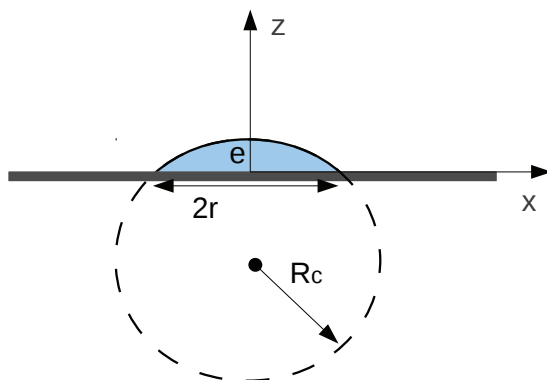


FIGURE A.1 – Vue schématique de la goutte posée simulée.

Afin de simuler l'image enregistrée par la caméra d'une telle goutte, il convient de séparer deux contributions distinctes de l'éclairement lumineux. D'une part la partie de la lumière réfléchiée à la surface de la goutte, et d'autre part la lumière transmise à l'interface air-liquide, réfléchiée à la surface du substrat sur l'interface liquide-solide, et enfin transmise à l'interface liquide-air (voir figure A.4). Étant donnée la faible valeur des coefficients de réflexion à l'interface liquide-air, nous ne considérerons pas les aller-retour successifs de la lumière à l'intérieur de la goutte.

Pour modéliser les images de gouttes posées, nous effectuerons les hypothèses suivantes :

1. La lumière recueillie par la caméra a deux contributions : la lumière réfléchiée à la surface de la goutte (interface air-liquide), et la lumière transmise à l'intérieur de la goutte, et réfléchiée sur la pastille de silicium.
2. La réflexion est abordée en considérant que la surface libre agit comme un miroir sphérique de distance focale $f_r = \frac{R_c}{2}$. La transmission est abordée en considérant que les effets des dioptries air-liquide et liquide-solide sont assimilable à l'effet d'une lentille mince convergente de distance focale $f = \frac{R_c}{2(n-1)}$, suivie d'une réflexion plane. n dénote ici l'indice optique du liquide ($n = 1.36$ pour l'éthanol à température ambiante).
3. La source lumineuse (écran diffuseur), est modélisée par une source lambertienne circulaire, légèrement inhomogène, de rayon R_S .
4. Les épaisseurs mesurées (de l'ordre de $100 \mu m$) étant grandes devant la longueur de cohérence de la source (lumière blanche), il n'y a pas d'effet d'interférence, les éclairement lumineux dus à la réflexion et la transmission seront donc simplement sommés.

5. Le calcul des éclairagements réfléchis et transmis sont faits en considérant les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel (Fresnel [1823]).

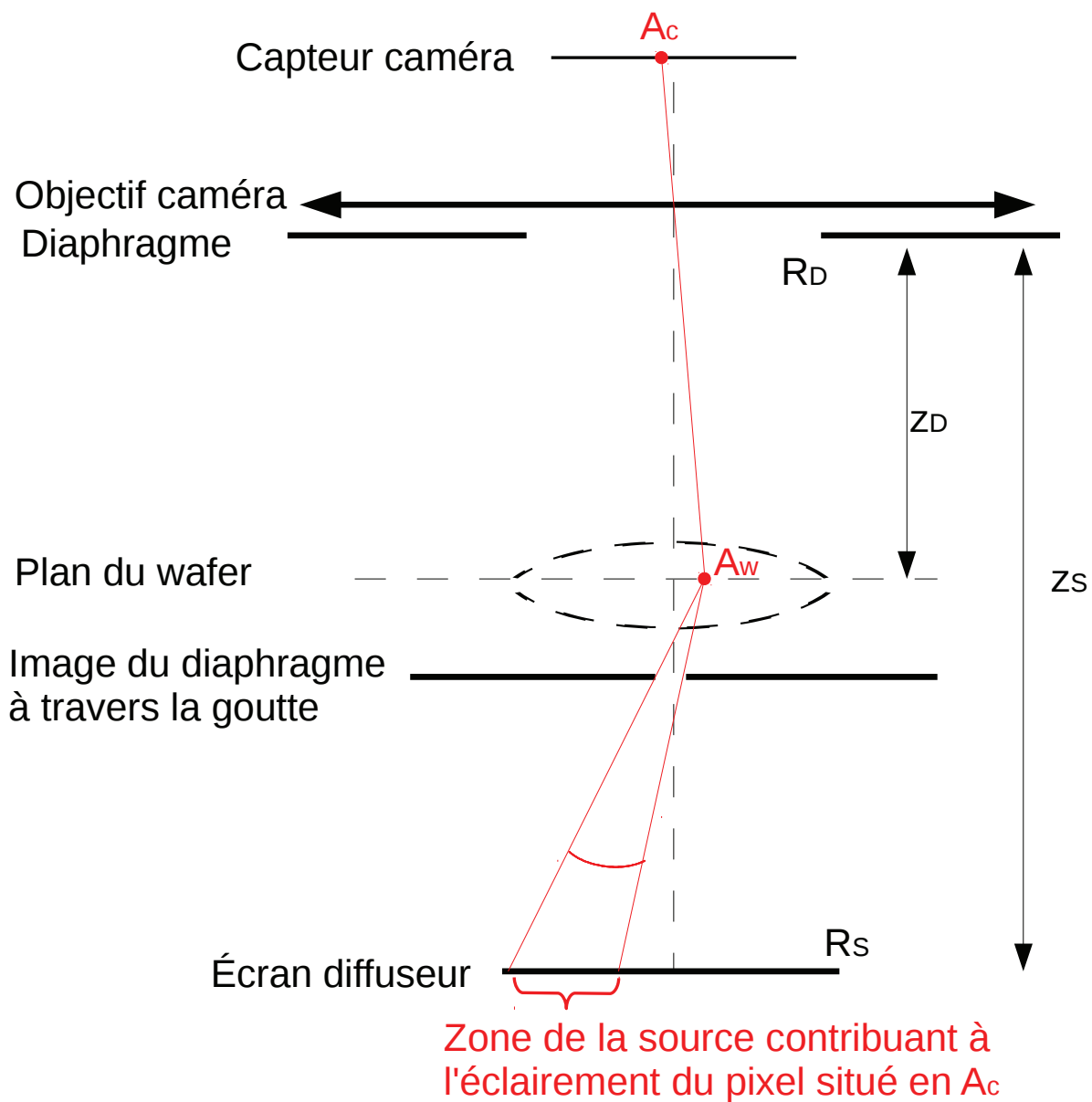


FIGURE A.2 – Vue schématique illustrant la méthode.

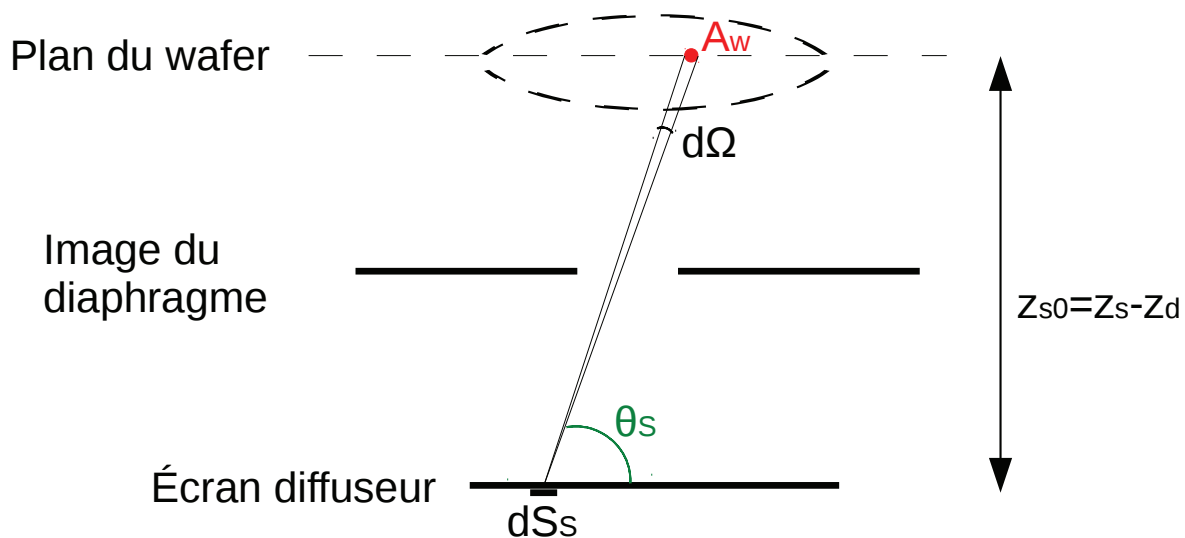


FIGURE A.3 – Vue schématique illustrant la méthode.

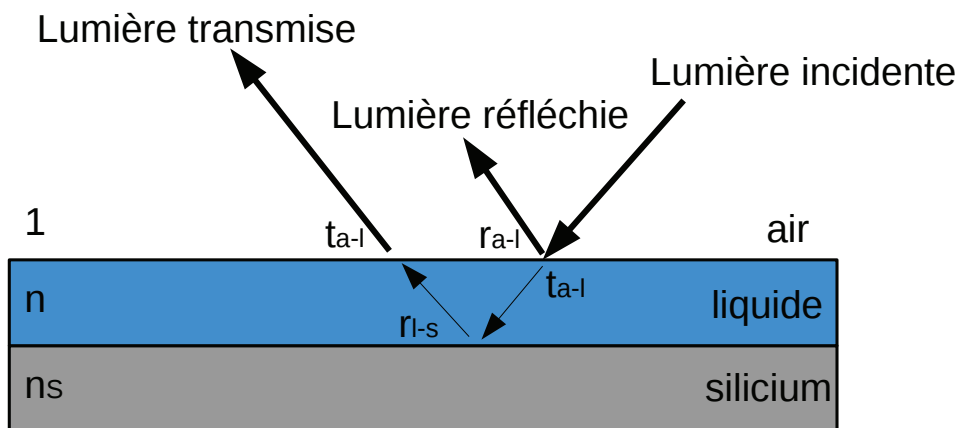


FIGURE A.4 – Différentes contributions de l'éclairage.

Les méthodes de calcul de l'éclairement réfléchi et transmis étant extrêmement similaires, nous ne décrirons de façon détaillée que la méthode de calcul de l'intensité transmise. Afin de simplifier les explications, nous oublierons pendant un temps la réflexion de la lumière sur le solide, ce qui revient à considérer l'image géométrique de la source lumineuse par le solide. Nous supposerons également dans un premier temps que la caméra, la goutte posée et l'éclairage sont dans un même axe, comme indiqué figure A.2.

Notons R_D le rayon du diaphragme de l'objectif de la caméra (diaphragme d'entrée), R_S le rayon de la source lumineuse, z_D la distance diaphragme-solide et z_S la distance diaphragme-source lumineuse. Les expériences ont été réalisées en conservant tous ces paramètres quasi fixes. On a : $z_S = 53.7$ cm, $z_D = 30.7$ cm, $R_S = 3.61$ cm et $R_D = 0.94$ cm.

La modélisation est la suivante : considérons un pixel d'aire dS_c du capteur de la caméra, dont la position est repérée par le point A_c (voir figure A.2). A ce pixel correspond un point conjugué A_w par l'objectif de la caméra, situé sur le solide (si la mise au point est correcte, ce que nous supposons). Le conjugué du pixel considéré a une aire $dS_w = \frac{dS_c}{G^2}$ où G est le grossissement de l'objectif, aisément mesurable expérimentalement.

Il faut déterminer la fraction d'éclairement reçue par le pixel situé en A_c . Considérons l'image optique du diaphragme de la caméra par la goutte posée (cette image constitue ce qui est appelé la pupille d'entrée). La lumière passant par le point A_w et contribuant à l'éclairage du pixel situé en A_c provient alors d'un cône de centre A_w et s'appuyant sur l'image optique du diaphragme, comme indiqué sur la figure A.2.

Le flux de puissance lumineuse efficace $\delta\phi$ reçu par le point A_w est alors :

$$\delta^2\phi = \int_{\Omega} L_S \cos(\theta_S) dS_S d\Omega \quad (\text{A.2})$$

où θ_S est l'angle entre la surface de l'écran diffuseur et la normale à cette surface (voir figure A.3), $d\Omega$ l'angle solide élémentaire capturant l'aire dS_w depuis l'écran diffuseur, dS_S la surface élémentaire de l'écran diffuseur et L_S l'éclairement lumineux de la source, indépendant de θ_S (hypothèse de source lambertienne), mais dépendant éventuellement de la position sur l'écran diffuseur (source inhomogène). La fonction L_S a été déterminée expérimentalement en filmant l'écran diffuseur. L'inhomogénéité reste faible, nous avons mesuré un écart d'environ 20% entre l'éclairement issu du centre de l'écran diffuseur et de sa périphérie

On a par ailleurs :

$$d\Omega = \frac{dS_w \cos(\theta_S)}{r_{S0}^2} \quad (\text{A.3})$$

où r_{S0} est la distance entre A_w et le point courant de l'écran diffuseur et dS_S la surface élémentaire de l'écran diffuseur (voir figure A.3). Comme $\cos(\theta_S) = \frac{z_{S0}}{r_{S0}}$, on a que l'éclairement reçu par le pixel situé en A_c est :

$$E_t = \frac{\delta^2 \phi}{dS_c} = \frac{1}{G^2} \int_{S_S} L_S \frac{z_{S0}^2}{r_{S0}^4} dS_S \quad (\text{A.4})$$

où l'intégration a lieu uniquement pour les points sources situés dans le cône de sommet A_w s'appuyant sur le contour de l'image du diaphragme à travers la goutte posée sur le solide.

L'expression A.4 a été calculée numériquement avec Matlab [®]. L'expression pour l'éclairement reçu E_r ayant pour origine la réflexion à la surface de la goutte est identique à celle de l'équation A.4, à la différence près que l'image du diaphragme par la réflexion sur le dioptre sphérique est différente de celle par transmission à travers la goutte.

La même méthode est appliquée dans le cas réel où la caméra et l'éclairage sont inclinés par rapport à la verticale (voir figure 2.3 page 40).

A ce stade, E_t et E_r ont été déterminés en supposant que la transmission à travers la goutte et que la réflexion à la surface de la goutte sont totales, il convient donc maintenant de déterminer les contributions de ces deux termes. L'air sera assimilé à un milieu d'indice optique égal à 1, le liquide et le solide en silicium à des milieux d'indices optiques respectifs n et n_S ($n_S=4.26$). Notons t_{a-l} et r_{a-l} respectivement le coefficient de transmission et de réflexion en éclairement à l'interface air-liquide, et r_{l-s} le coefficient de réflexion en intensité à l'interface liquide-silicium. On a, en incidence quasi-normale sur ces surfaces :

$$r_{a-l} = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}, \quad t_{a-l} = 1 - r_{a-l} \quad \text{et} \quad r_{l-s} = \frac{(n_S - n)^2}{(n_S + n)^2} \quad (\text{A.5})$$

L'éclairement réfléchi à la surface de la goutte, et l'éclairement transmis à travers la goutte, apportent donc un éclairement au capteur de la caméra respectif de $r_{e-l}E_r$ et $t_{a-l}^2 r_{l-s} E_t$.

Dans le cas où l'on effectue la simulation de l'image d'une goutte contenant du colorant, il est également nécessaire de considérer un coefficient d'absorption $\exp\left(\frac{-z(x)}{\delta}\right)$ où $z(x)$ est l'épaisseur locale de la goutte et δ la profondeur de pénétration de l'onde lumineuse. Nous n'avons pas pris en compte le trajet réel des rayons lumineux à l'intérieur de la goutte dans cette simulation, le but étant principalement le comprendre

les effets de focalisation de lumière. L'effet d'écart à la verticale des rayons lumineux à l'intérieur de la goutte sera traité ultérieurement dans cette annexe.

Des exemples d'images simulées de gouttes posées sont montrés figure A.6. On remarque que pour les gouttes les plus bombées, on distingue un spot lumineux central correspondant à la partie réfléchie de la lumière (voir A.6 avec $R_c = 0.5$ cm par exemple, et figure A.7 où le spot réfléchi est très visible jusqu'à $t^* \sim 2$). L'autre effet apparaît à proximité de la ligne triple de la goutte, et est d'autant plus marqué que la goutte est bombée. Lorsque le rayon de courbure dépasse une valeur critique, le bord de la goutte apparaît entièrement noir. Cet effet a été observé expérimentalement et numériquement, et s'explique par le fait que lorsque le rayon de courbure de la goutte augmente, sa distance focale diminue, ce qui rapproche l'image du diaphragme de la goutte et réduit son diamètre. Par conséquent, pour les points excentrés de la goutte, il n'existe plus aucun lieu de l'écran diffuseur contribuant à leur éclairage sur le capteur de la caméra, comme illustré figure A.5.

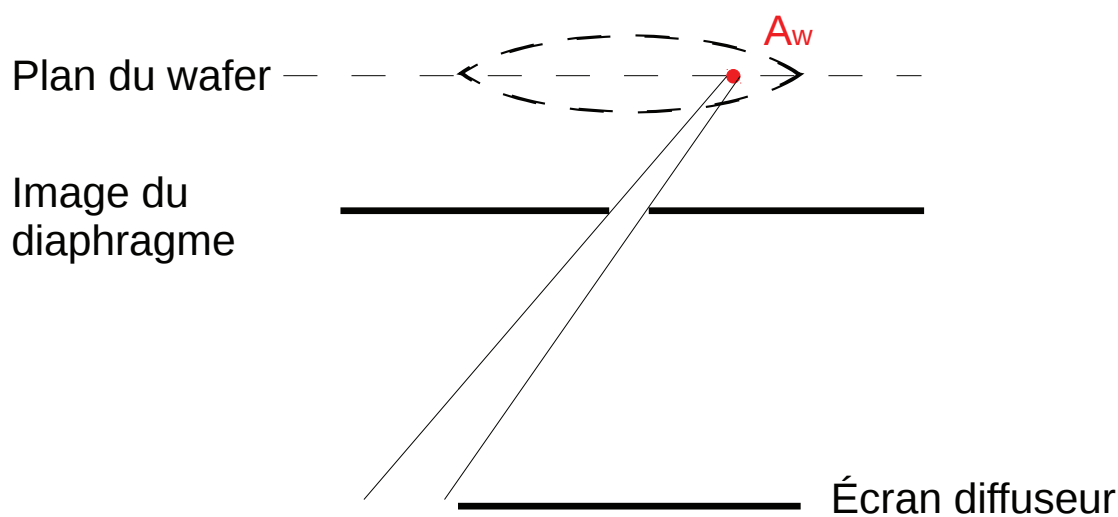


FIGURE A.5 – Vue schématique illustrant l'effet critique de courbure de la goutte.

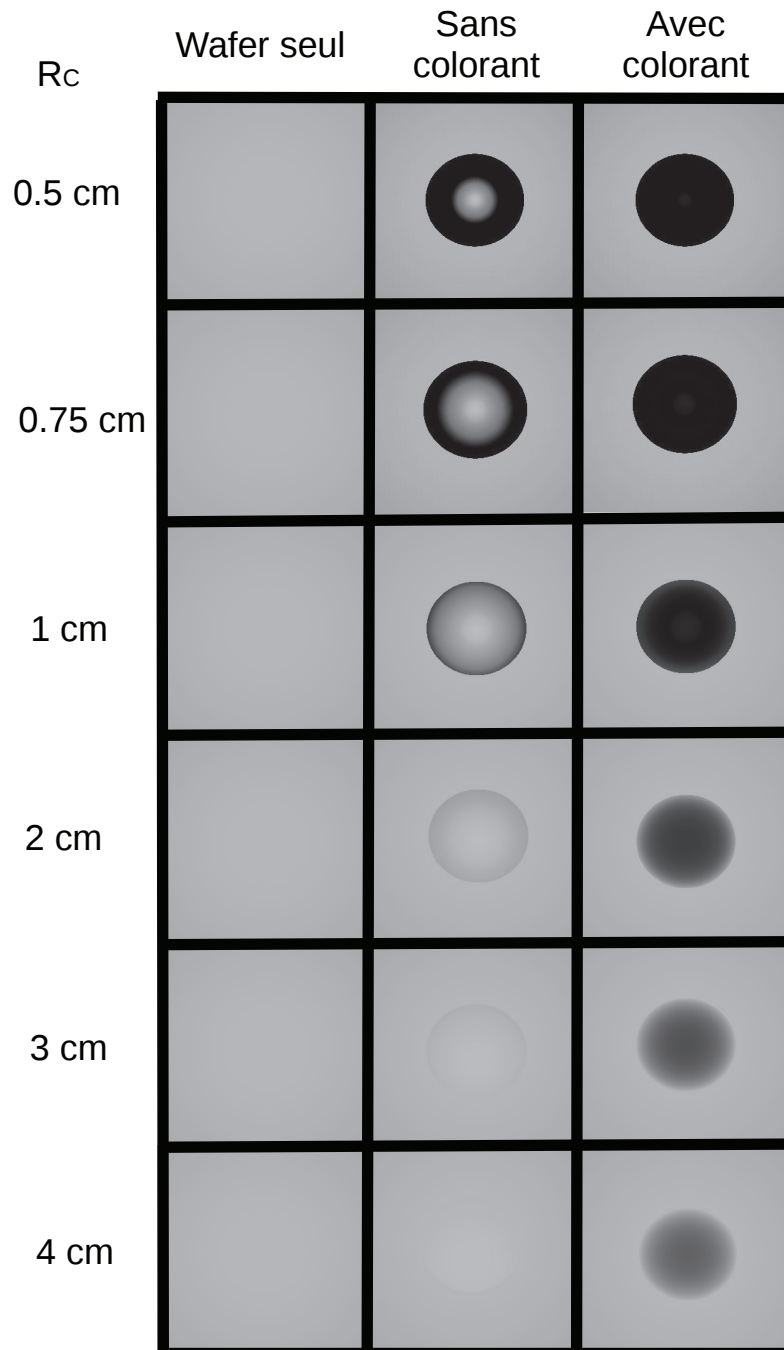


FIGURE A.6 – Images de gouttes simulées d'extension latérale $r = 3\text{mm}$ et de rayons de courbure R_C allant de 0.5 cm à 4 cm. La profondeur de pénétration de la lumière dans les gouttes avec colorant est $\delta = 100 \mu\text{m}$.

L'inconvénient évident de cet effet est que, puisqu'aucune lumière issue de ces points n'atteint la caméra, aucune mesure expérimentale d'épaisseur n'est possible. Il convient donc de déterminer un critère à partir duquel aucune mesure n'est possible.

La distance entre la goutte posée sur le solide et l'image par transmission à travers la goutte du diaphragme de la caméra est donnée par :

$$z'_D = \frac{f z_D}{z_D - f}, \quad (\text{A.6})$$

où f est la distance focale de la lentille mince correspondant à la goutte posée. L'extension radiale de l'image du diaphragme vaut donc :

$$R'_D = \frac{f R_D}{z_D - f}. \quad (\text{A.7})$$

La condition pour laquelle toutes les sources contribuant à l'éclairage d'un point situé à une distance r_0 du centre de la goutte appartiennent toutes à l'écran diffuseur de rayon R_S revient à :

$$f > \frac{z_S - z_D}{\frac{R_S}{r_0} - \frac{z_S}{z_D}}. \quad (\text{A.8})$$

Ce critère impose une courbure maximale, et par conséquent une épaisseur maximale pour une extension radiale de goutte r_0 donnée, avec l'hypothèse que la goutte a une forme de calotte sphériques. Quelques exemples des distances focales maximales, et des épaisseur maximales correspondantes sont données dans le tableau ci dessous :

r_0	f_{max}	e_{max}
$r_0 = 1 \text{ mm}$	$f > 6 \text{ mm}$	$e < 140 \text{ } \mu\text{m}$
$r_0 = 2 \text{ mm}$	$f > 12 \text{ mm}$	$e < 280 \text{ } \mu\text{m}$
$r_0 = 5 \text{ mm}$	$f > 35 \text{ mm}$	$e < 590 \text{ } \mu\text{m}$
$r_0 = 10 \text{ mm}$	$f > 90 \text{ mm}$	$e < 920 \text{ } \mu\text{m}$

La figure A.7 montre une chronophotographie de l'impact d'une goutte d'éthanol. Jusqu'à des temps égaux à environ 2τ , on constate l'existence d'une zone obscure, correspondant à la situation où toutes les sources lumineuses contribuant à l'éclairage de la caméra sont situées en dehors de l'écran diffuseur. Un temps supplémentaire d'environ 2τ , soit au total 4τ est de plus nécessaire pour que cette fois ci, toutes les sources contribuant à l'intensité transmises soient contenues à l'intérieur de l'écran diffuseur. En effet, d'après l'équation 2.19 page 56, le rayon de courbure maximal de la goutte est :

$$R_{C,max} \simeq \left(\frac{1}{\left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)} \right)_{max} = 0.042 \frac{U^4 (t + \tau)^4}{R^3} \quad (\text{A.9})$$

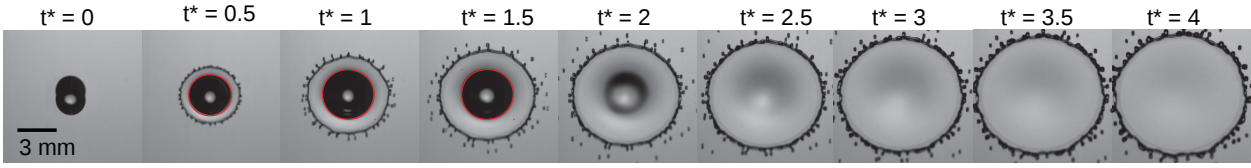


FIGURE A.7 – Chronophotographie d'un impact de goutte d'éthanol de rayon initial $R = 1.15$ mm et de vitesse d'impact $U = 2$ m/s. Les cercles rouges indiquent le rayon de la zone obscure, pour laquelle aucune lumière émise par l'écran diffuseur n'atteint la caméra.

La longueur typique de variation de l'épaisseur est $r_0 \sim U(t + \tau)$ (d'après l'équation 2.19 page 56). Si l'on veut mesurer entièrement le profil d'épaisseur du film liquide de la goutte lors de son étalement, en supposant de plus que $\frac{R_S}{U(t+\tau)} \gg \frac{z_S}{z_D}$, Le critère de l'équation A.8 devient alors :

$$\frac{R_{C,max}}{2(n-1)} > U(t + \tau) \frac{z_S - z_D}{R_S} \quad (\text{A.10})$$

soit :

$$\frac{0.042}{2(n-1)} (t^* + 1)^3 > \frac{z_S - z_D}{R_S}. \quad (\text{A.11})$$

Avec des alcools ($n = 1.36$), et pour des distances mesurées $z_S - z_D = 23$ cm, $R_S = 3.61$ cm, on a finalement le critère :

$$t^* > 3.78 \quad (\text{A.12})$$

ce qui correspond donc au moment à partir duquel les mesures traduisent correctement les profils d'épaisseur du film liquide (voir figure 2.20 page 59).

L'équation A.11 montre que nous avons plusieurs possibilités afin de réduire l'instant minimal à partir desquels nous pouvons effectuer une mesure d'épaisseur. Toutefois, l'amélioration de cet instant minimal de mesure en jouant sur un des deux paramètres $z_S - z_D$ ou R_S sera nécessairement faite au détriment d'autre chose. En effet diminuer $z_S - z_D$ revient à rapprocher l'écran diffuseur du substrat, ce qui est difficilement possible dans notre montage. En effet, nous avons placé l'écran diffuseur au plus près du substrat de façon à ce qu'il ne gêne pas la chute des goutte. Pour la même raison, il nous est impossible d'agrandir le rayon R_S de cet écran diffuseur.

Le critère donné à l'équation A.8 est toutefois moins restrictif si on ne considère que la mesure de l'épaisseur au niveau du centre de la goutte, en $r_0 = 0$. Le critère devient alors $f > 0$, ce qui est donc valable quelque-soit la courbure de la goutte (à

supposer que la goutte est assimilable à une lentille mince et sphérique). C'est la raison pour laquelle nous arrivons à mesurer correctement l'épaisseur au centre de la goutte, à partir de temps de l'ordre de 2τ (voir figure 2.14 page 53).

A.2 Méthode de mesure

Cette méthode a déjà été en partie discutée au chapitre 2. Dans cette annexe, nous décrivons la méthode façon plus détaillée. Nous avons déjà vu dans la section précédente de cette annexe que nous nous donnons un critère disant que la mesure est possible à partir du moment où tous les points lumineux contribuant à l'éclairage de la caméra par transmission à travers la goutte et réflexion sur le solide. Ce critère nous impose de nous placer à des temps suffisamment longs, tels que $t > 3.78\tau$.

Avant toute chose, nous nous sommes assurés de la linéarité des capteurs de la caméra rapide utilisée. Nous avons donc utilisé une source lumineuse de puissance variable ainsi qu'un flux-mètre pour en mesurer la puissance, et nous nous sommes assurés que les signaux enregistrés par la caméra et par le flux-mètre (linéaire) sont bien proportionnels.

Dans un premier temps, afin de caractériser l'éclairage, les propriétés de réflexion aux différentes interfaces air-liquide et liquide-solide et l'absorption lumineuse, nous avons filmé des récipients remplis d'une épaisseur h donnée de liquide, au fond desquels se trouve le solide sur lequel sera effectué les impacts. Les récipients sont placés exactement dans la même configuration d'éclairage que pour les impacts. Ce dispositif permet de calibrer l'intensité lumineuse enregistrée par la caméra :

$$E(h) = g_0 + g_1 \exp(-\alpha h) \quad (\text{A.13})$$

où $E(h)$ est l'intensité lumineuse moyenne recueillie par la caméra, h la profondeur du récipient, g_0 , g_1 et α des paramètres ajustables. g_0 et g_1 correspondent respectivement à la partie réfléchie à l'interface air-liquide et à la partie transmise à l'interface air-liquide puis réfléchie à l'interface liquide-solide.

Notons que les coefficients g_0 et g_1 sont en excellent accord avec les valeurs que nous attendrions en considérant les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel aux interfaces considérées. Pour nous en assurer, nous avons également enregistré l'intensité lumineuse moyenne g_2 se réfléchissant à l'interface air-solide d'une pastille en silicium sèche. Les relations que nous avons vérifiées sont donc :

$$\frac{g_0}{g_2} = \frac{r_{a-l}}{r_{a-s}} \quad \text{et} \quad \frac{g_1}{g_2} = \frac{t_{a-l}^2 r_{l-s}}{r_{a-s}} \quad (\text{A.14})$$

où les coefficients r et t sont respectivement les coefficient de réflexion en intensité lumineuse aux interface air-liquide (a-l), air-solide (a-s) et liquide-solide (l-s). Ces coefficients ont été introduits équation A.5 page 144.

Notons également que dans le cas de la caléfaction, le coefficient relatif à l'intensité lumineuse transmise à travers la goutte a été modifié par rapport au cas où le liquide est en contact avec le solide. Nous introduisons donc un nouveau coefficient relatif à la transmission g'_1 pour le cas de la caléfaction tel que :

$$\frac{g'_1}{g_2} = t_{a-l}^4 \text{ et } \frac{g'_1}{g_1} = \frac{t_{a-l}^2 r_{a-s}}{r_{l-s}}. \quad (\text{A.15})$$

En effet, dans le cas Leidenfrost, l'intensité lumineuse reçu est la succession de deux transmissions à l'interface air-liquide, suivie d'une réflexion à l'interface air-solide, et à nouveau deux transmissions à travers l'interface air-liquide.

Le colorant a été dilué 100 fois lors de la calibration par rapport aux expériences d'impact car l'épaisseur des récipients est facilement contrôlable dans la gamme centimétrique, et nous avons pour but de mesurer des épaisseur de l'ordre de la centaine de micromètres. Nous avons ensuite appliqué la relation de Beer-Lambert (Beer [1852]) impliquant que $\alpha \propto c$ où c est la concentration en colorant. Cette relation a été vérifiée expérimentalement (voir figure 2.12 page 51).

Pour une surface plane, l'inversion de l'équation A.13 est triviale, et une image de l'intensité lumineuse donne directement accès à l'épaisseur de liquide à mesurer. La difficulté de ces mesures réside dans le fait que les profils d'épaisseur ne sont pas constants et inconnus à priori. Nous avons vu dans la section précédente de cette annexe que la courbure du liquide implique une focalisation de la lumière réfléchie et de la lumière transmise.

Afin de prendre en compte les effets de focalisation de lumière, nous avons introduit une fonction $d(\vec{r})$, où \vec{r} est le vecteur position, correspondant à la répartition de la lumière enregistrée par la caméra, due aux effet de focalisation de lumière de l'interface courbée. On a alors :

$$E_t(\vec{r}) = d(\vec{r})(g_0 + g_1) \quad (\text{A.16})$$

et :

$$E_c(\vec{r}) = d(\vec{r})(g_0 + g_1 \exp(-\alpha h(\vec{r}))). \quad (\text{A.17})$$

où g_t et g_c correspondent respectivement aux intensités lumineuses recueillies par un pixel de la caméra, issue de la vidéo de l'impact d'une goutte sans colorant et d'une goutte avec colorant.

Deux impacts de gouttes avec et sans colorant, avec les mêmes paramètres d'impact permettent donc d'extraire l'épaisseur locale à partir des équations A.16 et A.17. On a alors :

$$h(\vec{r}) = -\frac{1}{\alpha} \ln(1 - (g_0 + g_1) \frac{E_t(\vec{r}) - E_c(\vec{r})}{E_t(\vec{r})}). \quad (\text{A.18})$$

La fonction $h(\vec{r})$ est alors calculée en chaque position et chaque image des vidéos d'impacts, et moyennée ensuite sur des couronnes d'épaisseur dr autour d'une position moyenne r . (En pratique, dr est pris égal à environ $R_{max}/30$).

A.3 Incertitude de mesure

Lors de la calibration en intensité des pixels de la caméra, la surface libre des récipients liquides utilisées est toujours horizontale, ce qui a pour conséquence que le trajet de la lumière à l'intérieur du liquide est toujours le même.

Dans le cas où le liquide est incliné d'un angle θ par rapport à l'horizontale (voir figure A.8), il convient de calculer la distance réelle parcourue par la lumière dans le liquide. On appelle β l'angle entre les rayons lumineux issus de l'éclairage et la verticale, $\beta \sim 20^\circ$ dans toutes nos expériences. Le trajet des rayons lumineux est représenté figure A.8, La distance réelle parcourue par les rayons lumineux dans la goutte est AB + BC. Après traversée de la goutte, les rayons semblent provenir du point D. Notons les coordonnées x et z de chaque point : A ($x_A, h(x_A)$), B ($x_B, 0$), C ($x_C, h(x_C)$) et D ($x_D, 0$), avec h l'épaisseur du liquide, telle que :

$$h(x) = h_A + (x_A - x) \tan(\theta). \quad (\text{A.19})$$

D'après les lois élémentaires de trigonométrie et d'optique géométrique, on a :

$$\sin(\beta - \theta) = n \sin(r) \quad (\text{A.20})$$

$$n \sin(r + 2\theta) = \sin(r') \quad (\text{A.21})$$

$$\tan(r + \theta) = \frac{x_A - x_B}{h(x_A)} \quad (\text{A.22})$$

$$\tan(r + \theta) = \frac{x_B - x_C}{h(x_C)} \quad (\text{A.23})$$

$$\tan(r' - \theta) = \frac{x_D - x_C}{h(x_C)}. \quad (\text{A.24})$$

A partir des équations A.20 à A.24, on calcule les coordonnées relatives de tous les points par rapport au point A.

L'erreur relative $\frac{\delta h}{h}$ sur la mesure est alors la différence entre le chemin lumineux AB + BC auquel on soustrait le chemin lumineux correspondant à travers un film d'épaisseur constante d'épaisseur $h(x_D)$, divisé par ce dernier même chemin lumineux. L'erreur relative $\frac{\delta h}{h}$ en fonction de l'angle θ est représenté figure A.9. Cette incertitude est de l'ordre de 10% pour des inclinaisons de l'ordre de 10°. Le tableau ci dessous représente à divers instants l'inclinaison maximale et l'incertitude relative correspondante pour un impact en caléfaction, pour lequel l'épaisseur est décrite par l'équation 2.19 page 56 :

t^*	θ_{max}	$(\frac{\delta h}{h})_{max}$
1	35°	27.3%
2	10°	10.5%
3	4.4°	4.6%
4	2.3°	2.4%
5	1.3°	1.3%

On constate donc bien qu'aux temps considérés ($t^* \gtrsim 4$), l'erreur relative est toujours petite. Cette erreur semble d'ailleurs plus petite expérimentalement que d'après cette modélisation, étant donné que les mesures d'épaisseur sont toujours moyennées sur des couronnes. La figure 2.15 page 54 montre en effet que pour des inclinaisons plus petites que 0.15 radian, soit 8.5°, les erreurs relatives commises sur l'épaisseur sont plus petites que 3%.

Notons enfin qu'il existe également une erreur systématique commise sur la position de l'objet regardé, étant donné que les rayons lumineux sont décalé par passage à travers le film liquide. Cette incertitude $\frac{\delta x}{x}$ est de l'ordre de $(n-1)h$ soit le l'ordre de 40 μm au maximum, ce qui est toujours faible devant l'extension radiale de la goutte (de l'ordre de quelques millimètres).

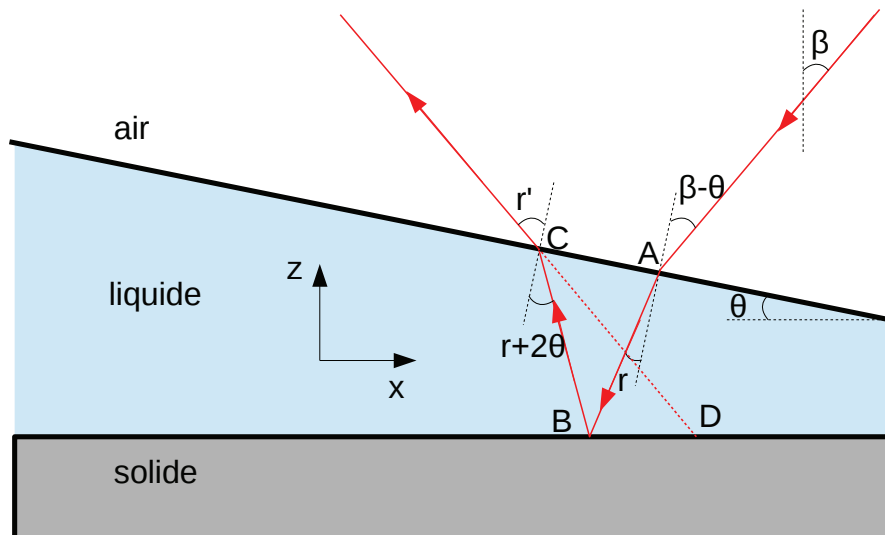
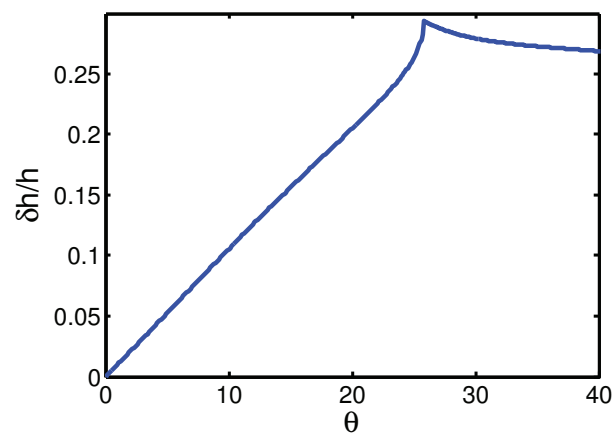


FIGURE A.8 – Schéma représentant le trajet d'un rayon lumineux dans la goutte.

FIGURE A.9 – Incertitude relative sur l'épaisseur en fonction de l'angle d'inclinaison du liquide par rapport à l'horizontale. Le liquide a pour indice optique $n = 1.36$ et les rayons lumineux incidents font un angle de 20° avec la verticale.

Bibliographie

- Barrat, J.-L. et Bocquet, L. (1999). Large slip effect at a nonwetting fluid-solid interface. *Phys. Rev. Lett.*, **82**.
- Bartolo, D., Eouamrène, F., Verneuil, E., Buguin, A., Silberzan, P., et Moulinet, S. (2006). Bouncing or sticky droplets : Impalement transitions on superhydrophobic micropatterned surfaces. *Europhys. Lett.*, **74**.
- Bechert, D. W., Bruse, M., et Hage, W. (2000). Experiments with three-dimensional riblets as an idealized model of shark skin. *Exp. Fluids*, **28**.
- Beer, A. (1852). Bestimmung der absorption des rothen lichts in farbigen flussigkeiten. *Annalen der Physik und Chemie*, **86**, 78–88.
- Bennett, T. et Poulidakos, D. (1993). Splat-quench solidification : Estimating the maximum spreading of a droplet impacting a solid surface. *J. Mater. Sci.*, **28**, 963.
- Bergeron, V., Bonn, D., Martin, J., et Vovelle, L. (2000). Controlling droplet deposition with polymer additives. *Nature*, **405**, 772.
- Biance, A., Clanet, C., et Quere, D. (2003). Leidenfrost drops. *Phys. Fluids*, **15**, 1632.
- Biance, A.-L., Chevy, F., Clanet, C., Lagubeau, G., et Quere, D. (2006). On the elasticity of an inertial liquid shock. *J. Fluid Mech.*, **554**, 47.
- Biance, A.-L., Pirat, C., et Ybert, C. (2011). Drop fragmentation due to hole formation during leidenfrost impact. *Physics of Fluids*, **23**, 022104.
- Bird, J. C., Tsai, S. S. H., et Stone, H. A. (2009). Inclined to splash : triggering and inhibiting a splash with tangential velocity. *New J. Phys.*, **11**.
- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems. illustrations of the use of dimensional equations. *Physical Review*, **4**, 345–376.

- Bussmann, M., Chandra, S., et Mostaghimi, J. (2000). Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface. *Phys. Fluids*, **12**, 3121.
- Cassie, A. B. D. et Baxter, S. (1944). Wettability of porous surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, **40**, 546–551.
- Chandra, S. et Avedisian, C. (1991). On the collision of a droplet with a solid surface. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, **432**, 13.
- Chen, M.-H., Hsu, T.-H., Chuang, Y.-J., et Tseng, F.-G. (2009). Dual hierarchical biomimic superhydrophobic surface with three energy states. *Appl. Phys. Lett.*, **95**.
- Chen, R. H. et Wang, H. W. (2005). Effects of tangential speed on low-normal-speed liquid drop impact on a non-wettable solid surface. *Experiments in Fluids*, **39**.
- Clanet, C., Beguin, C., Richard, D., et Quere, D. (2004). Maximal deformation of an impacting drop. *J. Fluid Mech.*, **517**, 199.
- Clanet, C. et Quéré, D. (2002). Onset of menisci. *J. of Fluid Mech.*, **460**, 131–149.
- Cochran, W. G. (1934). The flow due to a rotating disc. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **30**.
- Cottin-Bizonne, C., Cross, B., Steinberger, A., et Charlaix, E. (2005). Boundary slip on smooth hydrophobic surfaces : Intrinsic effects and possible artifacts. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 056102.
- Couder, Y., Fort, E., Gautier, C.-H., et Boudaoud, A. (2005). From bouncing to floating : Noncoalescence of drops on a fluid bath. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 177801.
- Courbin, L., Bird, J. C., Belmonte, A., et Stone, H. A. (2008). "black hole" nucleation in a splash of milk. *Phys. Fluids, winning entry from the Gallery of Fluid Motion*, **20**.
- Culick, F. (1960). Comments on a ruptured soap film. *J. App. Phys.*, **31**, 1128.
- de Gennes, P.-G., Brochard-Wyart, F., et Quéré, D. (2005). *Gouttes, bulles, perles et ondes*.
- de Ruiter, J., Oh, J. M., van den Ende, D., et Mugele, F. (2012). Dynamics of collapse of air films in drop impact. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 074505.

- Dean, B. and Bhushan, B. (2010). Shark-skin surfaces for fluid-drag reduction in turbulent flow : a review. *Phil. Trans. R. Soc. A*, **368**.
- Deng, T., Varanasi, K. K., Hsu, M., Bhate, N., Keimel, C., Stein, J., et Blohm, M. (2009). Nonwetting of impinging droplets on textured surfaces. *Appl. Phys. Lett.*, **94**.
- Derjaguin, B. V. (1943). Thickness of liquid layer adhering to walls of vessels on their emptying and the theory of photo- and motion-picture film coating. *Dokl. Acad. Sci. USSR*, **39**, 13–19.
- Driscoll, M. M. et Nagel, S. R. (2011). Ultrafast interference imaging of air in splashing dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 154502.
- Duez, C. (2009). *Effets du mouillage en hydrodynamique macroscopique : traînée, impacts et ruissellement*. PhD thesis, Université Lyon 1.
- Duez, C., Ybert, C., Clanet, C., et Bocquet, L. (2007). Making a splash with water repellency. *Nature Physics*, **3**, 180.
- Duez, C., Ybert, C., Clanet, C., et Bocquet, L. (2010). Wetting controls separation of inertial flows from solid surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 084503.
- Eggers, J., Fontelos, M. A., Josserand, C., et Zaleski, S. (2010). Drop dynamics after impact on a solid wall : Theory and simulations. *Phys. Fluids*, **22**, 062101.
- Fresnel, M. A. (1823). *Mémoire sur la loi des modifications que la réflexion imprime à la lumière polarisée*.
- Hartley, G. et Brunskill, R. (1958). Reflection of water drops from surfaces. *Surface Phenomena in Chemistry and Biology*, 214–223.
- Hetch, E. (2005). *Optique*. Pearson education France.
- Huppert, H. E. (1982). The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface. *Journal of Fluid Mechanics*, **121**, 43–58.
- Josserand, C., Lemoyne, L., Troeger, R., et Zaleski, S. (2005). Droplet impact on a dry surface : triggering the splash with a small obstacle. *J. Fluid Mech.*, **524**, 47.

- Kolinski, J. M., Rubinstein, S. M., Mandre, S., Brenner, M. P., Weitz, D. A., et Mahadevan, L. (2012). Skating on a film of air : Drops impacting on a surface. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 074503.
- Kwon, H.-M., Paxson, A. T., Varanasi, K. K., et Patankar, N. A. (2011). Rapid deceleration-driven wetting transition during pendant drop deposition on superhydrophobic surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **106**.
- Lagubeau, G., Fontelos, M. A., Josserand, C., Maurel, A., Pagneux, V., et Petitjeans, P. (2012). Spreading dynamics of drop impacts. *Journal of Fluid Mechanics*, **713**, 50–60.
- Lagubeau, G., Le Merrer, M., Clanet, C., et Quéré, D. (2011). Leidenfrost on a ratchet. *Nature Physics*, **7**.
- Lambert, J. H. (1760). *Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae, Sumptibus Vidae Eberhardi Klett.*
- Landau, L. et Levich, B. (1942). Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta Physicochim.*, **17**, 42–54.
- Laplace, P. S. (1805). *Supplément au dixième livre de mécanique céleste - Sur l'action capillaire.*
- Latka, A., Strandburg-Peshkin, A., Driscoll, M. M., Stevens, C. S., et Nagel, S. R. (2012). Creation of prompt and thin-sheet splashing by varying surface roughness or increasing air pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 054501.
- Lee, C., Choi, H., C., et Kim, C. J. (2011). Structured surfaces for a giant liquid slip. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 064501.
- Lee, C. et Kim, C.-J. (2009). Maximizing the giant liquid slip on superhydrophobic microstructures by nanostructuring their sidewalls. *Langmuir*, **25**, 12812–12818.
- Lee, C. et Kim, C.-J. (2011). Influence of Surface Hierarchy of Superhydrophobic Surfaces on Liquid Slip. *Langmuir*, **27**, 4243–4248.
- Leidenfrost, J. G. (1756). *De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus.*
- Maxwell, J. C. (1879). On stresses in rarefied gases arising from inequalities of temperature. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **170**.

- McCarthy, M., Gerasopoulos, K., Enright, R., Culver, J. N., Rhodssi, R., et Wang, E. N. (2012). Biotemplated hierarchical surfaces and the role of dual length scales on the repellency of impacting droplets. *Appl. Phys. Lett.*, **100**.
- Navier, C. L. M. H. (1823). Memoire sur les lois du mouvement des fluides. *Memoires de l'Academie Royale des Sciences de l'Institut de France*, **6**.
- Neitzel, G. P. et Dell Aversana, P. (2002). Noncoalescence and nonwetting behavior of liquids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **34**, 267–289.
- Noblin, X. et Celestini, F. (2012). Electrowetting control of bouncing jets. *Appl. Phys. Lett.*, **101**.
- Pepper, R. E., Courbin, L., et Stone, H. A. (2008). Splashing on elastic membranes : The importance of early-time dynamics. *Phys. Fluids*, **20**, 082103.
- Pirat, C., Lebon, L., Fruleux, A., Roche, J.-S., et Limat, L. (2010). Gyroscopic instability of a drop trapped inside an inclined circular hydraulic jump. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 084503.
- Planchette, C. (2011). *Collisions de gouttes asymétriques*. PhD thesis, Université de Paris-Est Marne la Vallée.
- Prandtl, L. et Tietjens, O. G., editors (1957). *Fundamental of Hydro and Aerodynamics*. Dover.
- Pérez, J. P. (1996). *Optique. Fondements et applications*. Dunod.
- Qian, J. et Law, C. K. (1997). Regimes of coalescence and separation in droplet collision. *J. Fluid Mech.*, **331**.
- Range, K. et Feuillebois, F. (1998). Influence of surface roughness on liquid drop impact. *J. Coll. Interf. Sci.*, **203**, 16.
- Reyssat, M. (2007). *Splendeur et misère de l'effet lotus*. PhD thesis, Université Paris 6.
- Reyssat, M., Richard, D., Clanet, C., et Quéré, D. (2010). Dynamical superhydrophobicity. *Faraday Discuss.*, **146**, 19.
- Richard, D. (2000). *Situations de mouillage nul*. PhD thesis, Université Paris.

- Richard, D., Clanet, C., et Quéré, D. (2002). Surface phenomena - contact time of a bouncing drop. *Nature*, **417**, 811.
- Richard, D. et Quéré, D. (2000). Bouncing water drops. *Europhys. Lett.*, **20**.
- Rioboo, R., Voue, M., Vaillant, A., et De Coninck, J. (2008). Drop impact on porous super-hydrophobic polymer surfaces. *Langmuir*, **24**.
- Roisman, I. V. (2009). Inertia dominated drop collisions. ii. an analytical solution of the navier–stokes equations for a spreading viscous film. *Physics of Fluids*, **21**, 052104.
- Roisman, I. V., Berberovic, E., et Tropea, C. (2009). Inertia dominated drop collisions. I. On the universal flow in the lamella. *Phys. Fluids*, **21**.
- Rozhkov, A., Prunet-Foch, B., et Vignes-Adler, M. (2003). Impact of drops of polymer solutions on small targets. *Phys. Fluids*, **15**, 2006.
- Scheller, B. L. et Bousfield, D. W. (1995). Newtonian drop impact with a solid surface. *AIChE J.*, **41**.
- Sun, G., Gao, T., Zhao, X., et Zhang, H. (2010). Fabrication of micro/nano dual-scale structures by improved deep reactive ion etching. *J. Micromech. Microeng.*, **20**, 075028.
- Takeda, M. and Mutoh, K. (1983). Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-d object shapes. *Appl. Opt.*, **22**, 3977.
- Tanner, L. H. (1979). The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **12**, 1473.
- Taylor, G. (1959). The dynamics of thin sheets of fluid .3. disintegration of fluid sheets. *Proc. Royal Soc. A*, **253**, 313.
- Taylor, G. et Michael, D. (1973). Making holes in a sheet of fluid. *J. Fluid Mech.*, **58**, 625.
- Tran, T., Staat, H. J. J., Prosperetti, A., Sun, C., et Lohse, D. (2012). Drop impact on superheated surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 036101.
- Tsai, P., Hendrix, M. H. W., Dijkstra, R. R. M., et Lohse, D. (2011). Microscopic structure influencing macroscopic splash at high weber number. *Soft Matter*, **7**.

- Tsai, P., Pacheco, S., Pirat, C., Lefferts, L., et Lohse, D. (2009). Drop Impact upon Micro- and Nanostructured Superhydrophobic Surfaces. *Langmuir*, **25**, 12293.
- Ukiwe, C. et Kwok, D. Y. (2005). On the maximum spreading diameter of impacting droplets on well-prepared solid surfaces. *Langmuir*, **21**.
- Vadillo, D. C., Soucemarianadin, A., Delattre, C., et Roux, D. C. D. (2009). Dynamic contact angle effects onto the maximum drop impact spreading on solid surfaces. *Phys. Fluids*, **21**.
- Vakarelski, I. U., Marston, J. O., Chan, D. Y. C., et Thoroddsen, S. T. (2011). Drag reduction by leidenfrost vapor layers. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 214501.
- van der Veen, R. C. A., Tran, T., Lohse, D., et Sun, C. (2012). Direct measurements of air layer profiles under impacting droplets using high-speed color interferometry. *Phys. Rev. E*, **85**, 026315.
- Vaschy, A. (1892). Sur les lois de similitude en physique. *Annales Télégraphiques*, **19**, 25–28.
- Vazquez, V., Alvarez, E., et JM, N. (1995). Surface tension of alcohol+water from 20 to 50 °C. *J. Chem. Eng. Data*, **40**, 611.
- Villermaux, E. et Bossa, B. (2011). Drop fragmentation on impact. *Journal of Fluid Mechanics*, **668**, 412–435.
- Wachters, L. et Westerling, N. (1966). Heat Transfer From A Hot Wall To Impinging Water Drops In Spheroidal State. *Chemical Engineering Science*, **21**, 1047.
- Weickgenannt, C. M., Zhang, Y., Sinha-Ray, S., Roisman, I. V., Gambaryan-Roisman, T., Tropea, C., et Yarin, A. L. (2011). Inverse-Leidenfrost phenomenon on nanofiber mats on hot surfaces. *Physical Review E*, **84**.
- Wenzel, R. N. (1949). Surface roughness and contact angle. *Journal of Physical and Colloid Chemistry*, **53**.
- Willis, K. et Orme, M. (2003). Binary droplet collisions in a vacuum environment : an experimental investigation of the role of viscosity. *Experiments in Fluids*, **34**, 28–41.
- Worthington, A. M. (1876). On the form assumed by drops of liquids falling vertically on horizontal plate. *Proc. Royal Soc.*, **25**, 261.

- Xu, L. (2007). Liquid drop splashing on smooth, rough, and textured surfaces. *Phys. Rev. E*, **75**, 056316.
- Xu, L., Zhang, W., et Nagel, S. (2005). Drop splashing on a dry smooth surface. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 184505.
- Ybert, C., Barentin, C., Cottin-Bizonne, C., Joseph, P., et Bocquet, L. (2007). Achieving large slip with superhydrophobic surfaces : Scaling laws for generic geometries. *Phys. Fluids*, **19**.

RESUMÉ

Cette thèse concerne l'étude de la dynamique d'impacts de gouttes, dans des situations de friction réduite entre le substrat solide et la goutte liquide. Cette diminution de friction s'est faite au moyen d'un film d'air inséré entre le liquide et le solide. Il existe plusieurs stratégies permettant l'existence de ce film d'air : la première est d'utiliser le phénomène de caléfaction, ou effet Leidenfrost : un liquide approché d'une surface chauffée au delà d'une température critique s'évapore suffisamment rapidement pour pouvoir léviter sur sa propre vapeur, et ainsi être isolé de la surface solide. Dans certaines conditions, les surfaces super-hydrophobes micro-texturées permettent au liquide de rester dans un état « fakir », c'est à dire de n'être en contact qu'avec le sommet de micro-piliers, le reste du liquide demeurant au dessus d'un coussin d'air. Enfin, il a également été constaté que l'écoulement d'air engendré par le mouvement d'une surface solide peut induire une force de portance sur une goutte, et ainsi lui permettre de léviter au dessus de cette surface.

MOTS-CLÉS : Impacts, gouttes, friction, écoulements aux interfaces, caléfaction, surfaces super-hydrophobes

ABSTRACT

In this thesis we study the dynamic of drop impacts, in situations of low friction between the liquid and the solid surface. This low friction can be obtained thanks to an air cushion trapped between the liquid and the solid, which can be achieved by several ways. The first one is the Leidenfrost effect : when a liquid is moved close to a hot surface, the evaporation rate can be sufficient make liquid levitate on its own vapour. In certain conditions, onto micro-patterned super-hydrophobic surfaces, a drop can be in a « fakir » state, which means that the contact is limited to the top of micro-pillars, the rest of the liquid is at the top of an air cushion. Finally, we also observed that the air flow due to a moving surface can generate a lift force which can permit the levitation of the drop.

KEY-WORDS : Impacts, drops, friction, interfacial flows, Leidenfrost effect, superhydrophobic surfaces