N° d'ordre NNT : xxx

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
Physique et d'Astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Physique

Soutenue publiquement le 17/07/2018, par :
Quentin EHLINGER

Impacts de gouttes en caléfaction sur substrats localement texturés

---

Devant le jury composé de :

Ramos Laurence, Directrice de recherche, CNRS	Rapporteure
Raufaste Christophe, Maître de Conférences, Université de Nice Sophia Antipolis	Rapporteur
Spelt Peter, Professeur des Universités, Université Claude Bernard Lyon 1	Examinateur
Brunet Philippe, Chargé de recherche, CNRS	Examinateur
Ybert Christophe, Directeur de recherche, CNRS	Directeur de thèse
Biance Anne-Laure, Chargée de recherche, CNRS	Co-directrice de thèse

Résumé

Cette thèse expérimentale porte sur des impacts de gouttes en caléfaction, aussi appelée régime Leidenfrost. Dans ce cas, la goutte est isolée thermiquement et mécaniquement du substrat surchauffé par une fine couche de vapeur. On s'affranchit ainsi de la friction visqueuse. Les substrats présentent des textures micrométriques localisées. On retrouve un régime autosimilaire d'étalement aux temps courts. On caractérise des régimes de recouvrement d'un défaut ponctuel par la goutte. Ces régimes sont dictés par l'épaisseur de lamelle par rapport à celle du défaut. Les défauts génèrent des excroissances dans leur sillage dont la dynamique peut être approchée selon deux modèles inertio-capillaires ; l'un valable à temps court, l'autre à temps plus long. En présence de plusieurs défauts, on fragmente la lamelle depuis plusieurs sites selon le ratio entre largeur des défauts et épaisseur de la lamelle. On simule par un algorithme de pavage le motif final sur lequel le fluide se concentre à la fin de la fragmentation. Grâce à des rugosités plus complexes on peut canaliser l'étalement de la goutte. On exacerbe alors l'étalement maximal dans l'axe des canaux. On peut aussi inhiber l'étalement par des textures circulaires. Les rugosités affectent le temps avant rebond de la goutte. On exhibe une dépendance générale unique entre temps avant rebond et étalement maximal. La dépendance est valable lorsque les textures exacerbent l'étalement, aussi bien que lorsqu'elles l'inhibent.

Abstract

The presented work deals with drop impacts in Leidenfrost regime. In such a case, the drop is thermally and mechanically isolated from the overheated substrate by a thin vapor layer. Viscous friction can therefore be neglected. The substrates are shaped with localized micrometric textures. We rediscover a self-similar spreading regime at short times. We characterize covering regimes of a single defect by the drop. Those regimes are driven by the ratio between lamella thickness and defect thickness. Defects give rise to excrescences in their wake, whose dynamic can be approached by two inertial-capillary recoil models. One is valid at short times and the other at longer times. In the case of several defects, we break up the lamella from different sites according to the ratio between defect width and lamella thickness. We numerically predict, with a tessellation algorithm, the pattern on which the fluid is localized at the end of the fragmentation. Through more complex textures, we can channel the drop spreading. The spreading is increased in the directions of the channels. One can also inhibit the spreading with circular textures. The textures affect the time before drop rebound. We exhibit a general and unique dependency between time before rebound and maximal spreading. This dependency is valid when textures increase the spreading as well as when they inhibit it.

Remerciements

Je tiens à remercier Anne-Laure et Christophe, de m'avoir accueilli au sein de l'équipe et de m'avoir encadré tout au long de ma thèse. Votre implication, vos conseils et votre confiance ont permis l'aboutissement de mon travail sous la forme de ce manuscrit. Je remercie particulièrement Christophe pour son recul, sa pédagogie, sa sympathie et son engagement. Il a su m'apporter du soutien et des encouragements indéfectibles. Je remercie Anne-Laure pour son dynamisme, ses conseils, sa franchise et sa confiance. Elle a su m'apporter le souffle nécessaire à distance comme dans son propre bureau pour toujours avancer. Je remercie aussi Christophe et Anne-Laure de m'avoir accueilli dans leurs bureaux respectifs pendant ma rédaction, leur disponibilité m'a fait gagner un temps précieux. Grâce à eux j'ai appris bien plus que la physique des gouttes pendant ma thèse. Je remercie aussi Yann et Alexandre, que j'ai eu la chance d'encadrer en stage. Leur travail a été mis en valeur et je leur souhaite plein de réussite dans leurs parcours respectifs. Je remercie aussi Ronan pour tous les moments sympathiques que nous avons passés ensemble et aussi de m'avoir prêté son oreille lorsque mon cœur se faisait lourd. Je remercie aussi Olivier pour ses conseils judicieux, son organisation efficace et son soutien (et ses relectures attentives, ainsi que celles de Victor et Clément), mais aussi pour tous les moments de convivialité que nous avons partagés sur les terrains de rugby comme devant les retransmissions de match. Je remercie aussi Laurent, digne ambassadeur de la Belgique, qui m'a fait profiter de ses talents aux fourneaux. Je remercie Emmanuel pour les conversations passionnantes que nous avons eues au sein du laboratoire comme à l'extérieur. Je remercie Jean-Michel pour sa disponibilité et ses conseils sur les enseignements. Je remercie Catherine de m'avoir aussi accueilli dans son bureau et de m'avoir prêté une oreille attentive, merci aussi pour son engagement dans ses cours auxquels j'ai eu la chance d'assister avant ma thèse. Je remercie aussi Rémy, Gilles et Agnès pour leur aide et encore davantage pour les moments conviviaux et l'enthousiasme qu'ils apportent à l'équipe. Je remercie Félix pour son entrain et sa curiosité, ainsi qu'Alexandra pour avoir égayé mes journées lorsque je partageais son bureau. Je remercie aussi Antony et Leonel pour leur sympathie, ainsi que mes amis de l'ENS : Pinouz, Sylvain, Arthur, Valentin, Antoine, Hugo, Romain, Baptiste, Cécile, Txapu et encore bien d'autres... Je remercie mes amis lorrains, Manon, Arnaud, Molter, Lienhard, Lequy, Michel, Valentin, Maxime, Peiffert et Quentin. Même si vous n'avez pas tous pu assister à ma soutenance de thèse, vous avez été présents en des circonstances où votre soutien était davantage nécessaire. Je remercie aussi les membres de la Team Doc' pour leur engagement ainsi que pour les moments de détente que nous avons pu partager. Je remercie Coraline pour son dynamisme au laboratoire comme en dehors. Je remercie aussi Loren pour ses conseils, Marie-Emeline, Romain, Justin, Dolachai, Ong, Audrey, Joseph, Florence, Julien, Marie, Cécile, Bruno, Charlotte, Sylvain, Thomas et toutes celles et ceux qui se reconnaîtrons et avec lesquels j'ai partagé des moments agréables du temps où je fréquentais la passerelle fumeurs à la salle café. Enfin je remercie Alice pour sa patience, son soutien et sa confiance qui rendent chaque jour de ma vie à ses côtés meilleur que le précédent.

Table des matières

Résumé **ii**

Acknowledgements **iii**

1 Introduction générale **1**

1.1 Présentation et contexte 2

1.1.1 Exemples d'impacts de gouttes 2

1.1.2 Contexte historique 2

1.2 Physique du problème 4

1.2.1 Propriétés physiques de la goutte 4

1.2.2 Propriétés du substrat et couplage liquide/substrat 6

1.3 Régime de Leidenfrost ou caléfaction 8

1.3.1 Cas statique 8

1.3.2 Caléfaction pendant un impact 10

1.4 Phénoménologie d'un impact en régime de Leidenfrost 14

1.5 Impact : dynamique à temps courts 15

1.5.1 Limite temporelle du régime cinématique 16

1.5.2 Géométrie et variables du régime cinématique 17

1.5.3 Étalement en fonction du temps 18

1.6 Impact : dynamique d'étalement d'une lamelle ; grandeurs locales 20

1.6.1 Champ de vitesse dans la lamelle 20

1.6.2 Épaisseur de la lamelle 21

1.6.3 Modèle de lamelle retenu 26

1.7 Impact : rétractation ; grandeurs globales 26

1.7.1 Étalement maximal 26

1.7.2 Temps de vie de la lamelle et temps de contact de la goutte 29

1.8 Démouillage inertio-capillaire 31

1.8.1 Observations expérimentales . . . 31
1.8.2 Modèle de Taylor-Culick . . . 31
1.8.3 Impacts de gouttes sur défauts et stabilité de la lamelle . . . 35
1.9 Motivations et plan de la thèse . . . 39
1.9.1 Des impacts cristallographiques à un défaut unique . . . 39
1.9.2 Du défaut unique à quelques défauts . . . 40
1.9.3 Contrôler la forme de la goutte grâce à la texture du substrat . . . 40
1.9.4 Plan de la thèse . . . 40

2 Défaut unique **42**
2.1 Méthodes expérimentales . . . 42
2.1.1 Réalisations antérieures par frittage d'une bille de verre . . . 42
2.1.2 Préparation des surfaces par lithographie avec résine photosensible . . . 43
2.1.3 Protocole expérimental de photolithographie avec résine sèche . . . 44
2.1.4 Avantages de la photolithographie . . . 45
2.1.5 Limites de la photolithographie pour la préparation de substrats . . . 46
2.1.6 Montage expérimental . . . 46
2.2 Phénoménologie d'un impact sur défaut unique . . . 48
2.2.1 Impacts centrés sur un défaut . . . 48
2.2.2 Description préliminaire . . . 49
2.2.3 Régimes de recouvrement du défaut . . . 51
2.3 Avancée du bourrelet et temps de rencontre . . . 53
2.3.1 Avancée du rayon du col . . . 53
2.3.2 Avancée du bord de la lamelle . . . 55
2.3.3 Conclusion sur l'avancée de la lamelle . . . 56
2.4 Frontières entre régimes de recouvrement . . . 57
2.4.1 Frontière entre régime recouvrant et régime d'ancrage transitoire . . . 57
2.4.2 Régime d'ancrage transitoire et temps de recouvrement du défaut . . . 59
2.4.3 Frontière entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent 61
2.4.4 Influence de l'épaisseur du défaut, a . . . 63
2.4.5 Limites du modèle . . . 65
2.5 Conclusion et perspectives sur les régimes de recouvrement . . . 70

3 Dynamique des lobes **73**
3.1 Résultats expérimentaux . . . 73

3.1.1 Premières observations . . . 73
3.1.2 Angle d'ouverture depuis le point d'impact . . . 75
3.1.3 Angle de sillage en aval du défaut . . . 77
3.2 Interprétations . . . 78
3.2.1 Sillage de Mach et ondes capillaires . . . 79
3.2.2 Rappel inertio-capillaire exercé par le bourrelet : *le modèle d'haltères.* . . . 81
3.2.3 Modèle de rappel par la lamelle . . . 89
3.2.4 Comparaison entre les deux modèles de dynamique des lobes . . . 91
3.3 Conclusion sur la dynamique des lobes . . . 93

4 Surfaces à textures complexes **95**
4.1 Défauts ponctuels multiples . . . 96
4.1.1 Description des surfaces . . . 96
4.1.2 Phénoménologie . . . 97
4.1.3 Modélisation . . . 98
4.1.4 Paramètres globaux de l'impact : temps de vie de la lamelle . . . 108
4.2 Intersections de canaux . . . 112
4.2.1 Description des surfaces . . . 112
4.2.2 Phénoménologie de recouvrement ou d'endiguement de la goutte . . . 113
4.2.3 Transition entre piégeage et recouvrement . . . 115
4.2.4 Paramètres globaux . . . 116
4.3 Couronnes . . . 123
4.3.1 Description des surfaces et phénoménologie . . . 123
4.3.2 Piégeage de la goutte . . . 125
4.3.3 Instabilité de la lamelle de fluide extérieure à la couronne . . . 128
4.3.4 Temps de vie de la lamelle . . . 131
4.4 Conclusion sur impacts sur surfaces à textures complexes . . . 134

Annexes **138**

A Correction au rappel des lobes par le bourrelet, modèle d'haltères **139**
A.1 Forme de la section du bourrelet . . . 139
A.2 Rappel par le bourrelet dans le sillage . . . 139
A.3 Correction sur le modèle . . . 140

Bibliographie **141**

Chapitre 1

Introduction générale

On peut facilement trouver des adages et maximes utilisant la métaphore d'une goutte d'eau dans l'océan en tant que quantité infinitésimale d'un tout. Mais par sa petite taille une goutte subit des effets de surface comme le montre le passage suivant : « [...] mais elle prenait plaisir à les regarder boire des gouttes de rosée qui pendaient à l'extrémité des brins d'herbe pour se désaltérer. Pour eux, l'eau devait être une chose totalement différente, se disait-elle en s'adressant à Pantalaimon : "Imagine des gouttes de la taille de ton poing ! Ça ne doit pas être facile à percer, elles doivent avoir une enveloppe élastique, comme un ballon.". ». Cette citation, extraite du *Miroir d'Ambre* de la trilogie *La Croisée des Mondes* écrite par Philip Pullman, illustre élégamment la capillarité, propriété omniprésente dans l'étude des gouttes. Les gouttes perlent à la surface de brins d'herbe, comme des billes solides, difficiles à percer. Même si elles sont liquides, les gouttes peuvent faire preuve d'une résistance impressionnante. Lorsqu'une goutte chute sur une feuille de nénuphar, elle peut se déformer et s'étaler jusqu'à cinq fois sa taille initiale sans se briser, mais tout de même rebondir et retrouver sa forme sphérique d'origine. Cependant, dès qu'on foule, jambes nues, une herbe rendue reluisante par la rosée matinale, les gouttes viennent mouiller nos chevilles. Le simple fait que notre peau touche les gouttes suffit à les rompre. Les gouttes peuvent donc très bien résister aux effets de gravité ou aux chocs mais sont très sensibles aux différentes surfaces qui peuvent entrer en contact avec elles.

Lorsque l'on s'adonne à l'observation des gouttes en mouvement, on peut dévoiler des images particulièrement esthétiques. Du spot publicitaire affichant la goutte de lait tombant dans un bol de céréales aux films ralentis diffusés en divertissement dans les transports de la région lyonnaise, ces images ont largement dépassé la sphère scientifique. Pourtant les chercheurs travaillent encore à la compréhension des impacts de gouttes. Le présent chapitre d'introduction propose de faire un état de l'art de la question.

1.1 Présentation et contexte

1.1.1 Exemples d'impacts de gouttes

Au-delà de la littérature et des arts appliqués, les gouttes jouent un rôle concret dans de nombreux domaines d'activités. La situation d'impact de goutte la plus commune est celle de la pluie. L'érosion des sols qui en découle nécessite de comprendre comment une goutte interagit avec le sol et comment elle est susceptible d'arracher de la matière pendant l'impact. Les impacts de gouttes peuvent aussi se rencontrer dans la chambre de combustion d'un moteur thermique. On cherche alors à limiter l'adhésion de liquide sur les surfaces pour optimiser la réaction chimique de combustion. Connaître la distribution en taille et la vitesse caractéristique à laquelle les gouttelettes heurtent les flancs du cylindre permet de mieux contrôler leur dynamique pour limiter l'adhésion de carburant et maximiser le rendement du moteur. Toujours dans la thématique des transports, on rencontre des impacts de gouttes en aéronautique, lorsqu'un avion descend pour atterrir et essuie une averse. Dans cette situation, les ailes n'ont pas encore eu le temps de se réchauffer et demeurent à température négative. Les gouttes d'eau qui adhèrent aux surfaces des ailes sont donc susceptibles de geler et d'alourdir dangereusement l'appareil. Dans ce cas, on cherche à éviter le gel en minimisant le temps de contact des gouttes soit par rebond soit en les chassant avec l'écoulement d'air autour de l'aile. Encore une fois, on cherche à inhiber l'adhésion des gouttes sur les surfaces.

Enfin, il est un autre domaine non plus industriel, où l'étude des impacts de gouttes est prédominante : la police scientifique. Ici, on peut étudier la distribution en taille des gouttes de sang pour déterminer la cause de leur présence, comme par exemple l'utilisation d'une arme à feu ou d'une arme blanche. Les traces que laissent les gouttes séchées permettent aussi d'accéder à leur trajectoire et à leur vitesse d'impact.

On voit donc bien que les phénomènes d'impacts de gouttes peuvent se rencontrer dans de nombreuses situations. Dans tous ces cas la compréhension de la dynamique joue un rôle fondamental pour contrôler, entre autres, l'adhésion ou le rebond des gouttes, leur étalement et leur fragmentation. Ainsi, les impacts de gouttes se rencontrent aussi bien dans des domaines techniques et industriels que dans des créations artistiques pour le grand public. Mais ce sont bien les physiciens qui s'y sont intéressés en premier.

1.1.2 Contexte historique

Dès la Renaissance, Léonard de Vinci étudie la morphologie d'une goutte en étalement comme en témoignent les esquisses de ses manuscrits. Worthington [1] s'est lui aussi intéressé aux impacts de gouttes à la fin du XIXeme siècle et nous a laissé la première véritable étude qualitative grâce à une méthode expérimentale de chronophotographie, remarquable au vu des moyens de l'époque.

Dans les années 1930, Wagner [2] s'est penché sur la théorie d'impacts de solides dans un bain liquide. Ses travaux ont donné un cadre théorique aux écoulements inertiels le long d'in-

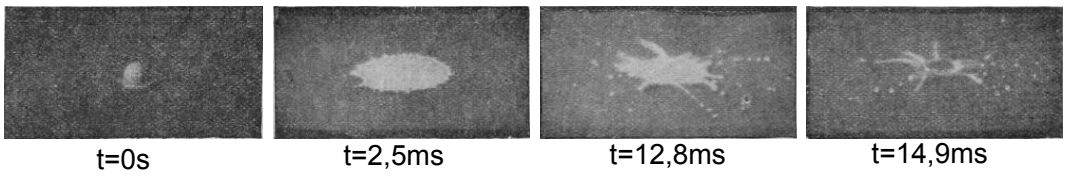

FIGURE 1.1 – Impact d'une goutte de lait sur du verre fumé, d'une hauteur de chute égale à 20 cm. [1]

terfaces solide-liquide et ont été vérifiés expérimentalement [3]. La théorie de Wagner demeure valide lorsque l'on inverse la géométrie entre solide et liquide et que l'on considère un impact de goutte dans ses premiers instants lorsque la goutte n'est déformée qu'à sa base [4, 5, 6].

Dans les années cinquante, les travaux expérimentaux d'Engel [7] ont permis de développer une méthode de strioscopie applicable pour des impacts de gouttes sur surface solide. La méthode développée par Engel permet d'atteindre des intervalles entre images de l'ordre de 100 microsecondes et donne ainsi un aperçu complet de la phénoménologie d'impact. En effet, la plage temporelle typique sur laquelle se concentre l'essentiel de la dynamique d'un impact est de l'ordre du centième de seconde. Pour pouvoir filmer convenablement la dynamique, il convient donc de travailler avec des fréquences minimales de l'ordre du millier de trames par secondes, ce que permet le dispositif expérimental développé.

Les impacts de gouttes ont aussi été abordés par les géophysiciens dans de le cadre de l'étude de l'érosion de sols [8, 9, 10, 11, 12]. Pour donner un cadre théorique aux applications géophysiques, des études sur les impacts de gouttes ont été réalisées à la fin des années soixante-dix [13]. Le phénomène d'éjection de gouttelettes a aussi motivé des travaux sur la fragmentation des gouttes à la même époque [14, 15, 16].

Malgré ces travaux, les phénomènes d'impacts sont restés relativement discrets dans la littérature pendant quelques décennies. Toutefois, les années quatre-vingt-dix et l'avènement des caméras rapides ont remis au goût du jour l'étude d'impacts de gouttes [17, 18, 19, 20, 21]. On peut noter que le cas des impacts en caléfaction, sur lequel on reviendra ultérieurement, est déjà abordé il y a plus de vingt ans [20, 22]. Les premiers travaux précités ont porté sur des cas simples pour explorer la phénoménologie sur surfaces lisses et mouillantes, mais aussi sur bains liquides [23].

Avec le développement de technologies de micro-fabrication, on a pu façonner des surfaces à l'échelle micrométrique. S'appuyant sur ces progrès techniques, les chercheurs se sont alors attelés à développer des substrats qui limitent le couplage avec le liquide ce qui a abouti aux surfaces dites superhydrophobes, que nous décrirons dans la partie 1.2.2. Cela a permis de réduire la friction visqueuse, ou encore d'observer le rebond de la goutte après impact [24]. En plus de jouer sur les surfaces, on a élargi le cadre de travail qui s'était jusque là cantonné aux fluides simples. Ainsi, on a réalisé des impact avec des fluides complexes [25, 26, 27, 28] ou des émulsions [29].

Comme les nombreux travaux réalisés sur ce sujet le laissent penser, les impacts de gouttes

constituent un problème de mécanique des fluides riche et complexe, dont nous allons maintenant décrire les différentes phases ainsi que les ingrédients physiques impliqués.

1.2 Physique du problème

Avant d'aborder la description générale de l'impact d'une goutte, nous allons introduire les différents effets physiques qui entrent en jeu ainsi que les variables correspondantes. Le problème fixé est le suivant : une goutte liquide de rayon R_0 entre en collision à la vitesse U_0 avec un substrat.

1.2.1 Propriétés physiques de la goutte

Inertie

Lors d'un impact, on va tout d'abord observer une brutale décélération de la goutte. C'est pourquoi la vitesse d'impact et, d'une manière plus générale, l'inertie de la goutte vont jouer un rôle prépondérant sur la dynamique.

Pour nous rendre compte des différences de phénoménologie entre impacts avec des gouttes de tailles variables à des vitesses différentes, il faut déjà pouvoir exprimer le problème selon des variables adéquates. C'est pourquoi nous introduisons des grandeurs caractéristiques du problème, à savoir, R_0, le rayon de la goutte, U_0, la vitesse d'impact et $\tau = \frac{R_0}{U_0}$, le temps cinématique de l'impact. Dans ce manuscrit de thèse, on exprimera les variables adimensionnées selon la convention suivante :

- $r^* = \frac{r}{R_0}$ pour les longueurs ;
- $v^* = \frac{v}{U_0}$, pour les vitesses ;
- $t^* = \frac{t}{\tau}$ pour les temps.

Redimensionner les variables du problème d'impact permet d'identifier le caractère autosimilaire de l'étalement de la goutte [18, 22, 30, 31, 32, 33, 5, 34]. On a fait le choix de considérer le rayon de la goutte, R_0, et non son diamètre, comme longueur caractéristique du problème de la même manière qu'Eggers *et al.* [31] et Lastakowski *et al.* [35].

On peut alors exprimer l'énergie cinétique de la goutte sous la forme : $E_{cin} \sim \rho R_0^3 U_0^2$, où ρ est la masse volumique du fluide en $kg{\cdot}m^{-3}$. À elle seule, l'énergie cinétique ne dicte pas la phénoménologie d'impact. Aussi convient-il de la comparer aux autres grandeurs physiques du problème.

Effets capillaires

À cause de la présence d'interfaces libres, les effets capillaires sont décisifs dans la phénoménologie d'un impact. La grandeur qui rend compte de l'influence des interfaces liquide/gaz est la tension de surface du fluide. Cette grandeur quantifie le coût énergétique à créer une interface entre deux phases différentes. En effet, à l'échelle moléculaire, créer une interface revient

à priver une partie des molécules d'interactions avec leurs semblables, ce qui coûte de l'énergie. C'est pourquoi les gouttes tendent à adopter une forme sphérique qui minimise leur surface à volume fixé.

Pour quantifier ces effets capillaires, on introduit un nombre sans dimension appelé nombre de Weber. Ce nombre compare l'énergie cinétique de la goutte, $E_{cin} \sim \rho R_0^3 U_0^2$, à l'énergie de surface $E_s \sim \gamma R_0^2$ et s'exprime :

$$\mathrm{We} = \frac{\rho R_0 U_0^2}{\gamma},$$

où ρ est la masse volumique du fluide en $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$, R_0 est le rayon de la goutte en m, U_0 la vitesse d'impact en $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et γ, la tension de surface du fluide en $\mathrm{N \cdot m^{-1}}$.

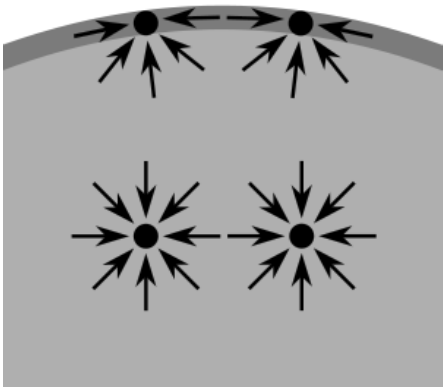

FIGURE 1.2 – Schéma illustrant les interactions de paires pour une molécule au cœur du fluide et pour une molécule à l'interface. Source : Wikipedia

Le nombre de Weber permet aussi de comparer les impacts pour des fluides différents et de jouer sur la morphologie dynamique de la goutte. Par exemple, une goutte qui heurte une surface à We = 15 va s'aplatir jusqu'à atteindre deux fois son rayon initial, tandis qu'une goutte en impact à We = 150 peut s'étaler jusqu'à cinq fois son rayon initial et même éjecter des gouttelettes satellites. Ces phénomènes dépendent aussi de la dissipation visqueuse au cours de l'impact que nous allons aborder.

Effets visqueux

Lors d'un impact, le liquide de la goutte, en écoulement, se retrouve en contact avec la surface solide, immobile, ce qui dissipe de l'énergie par friction visqueuse. Il convient donc en général d'introduire le nombre de Reynolds qui compare les termes inertiels de l'équation de Navier-Stokes, qui s'estiment par $\sim \rho \frac{U_0^2}{R_0}$, au terme visqueux $\sim \frac{U_0}{R_0^2}$. On peut l'exprimer ainsi :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho R_0 U_0}{\eta},$$

où η est la viscosité dynamique du fluide, et s'exprime en $\mathrm{Pa \cdot s}$.

Le nombre de Reynolds rend aussi compte du caractère turbulent d'un écoulement. Bien que la taille d'une goutte soit faible au regard d'écoulements classiquement turbulents (échelle atmosphérique par exemple), la vitesse d'impact permet toutefois de voir se développer des instabilités de cisaillement lors d'un impact sur bain liquide [36].

On a introduit ici le nombre de Reynolds qui compare l'inertie à la friction visqueuse, mais on aurait pu introduire le nombre d'Ohnesorge, Oh, qui compare le temps caractéristique inertio-capillaire, $t_{\mathrm{osc}} \sim \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\gamma}}$ au temps de diffusion de quantité de mouvement par viscosité, $t_{\mathrm{visc}} \sim \frac{\rho R_0^2}{\eta}$ et s'exprime : $\mathrm{Oh} = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \gamma R_0}}$. Comme les effets capillaires, inertiels et visqueux

interviennent déjà dans les nombres de Weber et de Reynolds, on peut exprimer le nombre d'Ohnesorge de la manière suivante : $\mathrm{Oh} = \frac{\sqrt{\mathrm{We}}}{\mathrm{Re}}$. Pour rendre compte de la diversité des impacts, on peut établir des diagrammes de régime aussi bien selon le couple de paramètres (We,Re) que selon le couple (We,Oh) [37]. En effet, dans les deux cas, tous les effets physiques sont pris en compte.

Les paramètres physiques de la goutte ne sont pas les seuls à piloter la dynamique d'un impact. En effet, d'une surface à l'autre, la phénoménologie de l'impact d'une même goutte peut différer grandement. Nous allons désormais voir de quelle manière la surface peut influencer l'impact.

1.2.2 Propriétés du substrat et couplage liquide/substrat

La surface sur laquelle on réalise l'impact va aussi jouer un rôle d'importance sur le déroulé d'un impact. En premier lieu, on peut voir l'influence de la nature de la surface.

Nature de la surface

On a évoqué des impacts sur substrat solide, le cas le plus simple étant celui d'une plaque plate rigide. Mais la surface d'impact peut aussi être liquide. Worthington [1] s'était déjà penché sur le cas des impacts sur un bain liquide, après ses travaux d'impacts sur surfaces solides. Il a caractérisé la formation d'une couronne éjectant des gouttelettes lors d'impacts sur bain liquide. En outre, un impact sur substrat liquide entraîne le piégeage d'une bulle [38]. Dans ce cas, les propriétés physiques du liquide du bain vont naturellement jouer, mais des grandeurs propres au dispositif, comme la profondeur du bain, vont aussi influencer la dynamique de l'impact et l'éjection de la couronne. Lorsque l'épaisseur de liquide est faible, l'impact diffère peu du cas d'un substrat solide [14]. En revanche, une goutte qui impacte un bain plus profond va produire un jet analogue à un rebond partiel de la goutte en fin d'impact [23]. La déstabilisation de ce jet central final est alors reliée à la profondeur du bain [39].

Le substrat peut aussi être élastique et se déformer sous la contrainte de l'impact. Des travaux de Chantelot *et al.* montrent qu'un impact à faible nombre de Weber sur une membrane élastique peut être décrit comme un oscillateur couplé entre les modes propres capillaires de la goutte et le système oscillant que constitue une masse sur une membrane élastique [40].

Dans le cas d'une surface solide, on peut jouer sur la forme de celle-ci. Par exemple, des impacts sur une cible circulaire d'une diamètre proche de celui de la goutte, permettent d'étaler le fluide au delà des bords de la cible. Ainsi, on s'affranchit de friction visqueuse sur une partie de la lamelle [41, 42, 43]. Les impacts sur cibles permettent par ailleurs de générer des films minces de liquide et d'étudier leur fragmentation [44, 45]. On peut encore jouer sur l'impact en cisaillant une couche d'air environnant entre la goutte et le substrat [35, 46] et réaliser ainsi des impacts sur coussin d'air.

Chimie de la surface et caractère hydrophobe

Dans le cas d'une surface lisse, on peut jouer sur le caractère hydrophobe de celle-ci. C'est d'ailleurs ce que fait Worthington [1] lorsqu'il dépose des particules de suie sur le verre en le fumant avant de réaliser des impacts de goutte de lait dessus. La grandeur qui rend compte de l'affinité de la goutte avec le substrat est l'angle de contact d'une goutte statique, Θ_s. Si la surface est lisse, le fluide adhère à la surface et le glissement éventuel est négligeable à l'échelle de la goutte. Mais la friction visqueuse va tout de même être affectée par l'angle de contact. En effet, la dissipation visqueuse s'opère à deux échelles. En premier lieu, un cisaillement dans toute l'épaisseur de la goutte dissipe l'énergie par friction visqueuse. En second lieu, un cisaillement s'opère aussi au voisinage de la ligne de contact. Plus l'angle de contact de la goutte est faible, plus l'épaisseur de fluide qui mouille le substrat au voisinage de la ligne de contact est faible. En conséquence le cisaillement imposé au fluide est d'autant plus important et la friction visqueuse augmente. Aux temps les plus courts, ce phénomène est dominé par l'inertie du fluide [47] et l'étalement est indépendant de l'angle de contact. Aux temps ultérieurs, l'étalement est exacerbé pour les angles de contact élevés [48, 49].

À des angles de contact très élevés, la dissipation visqueuse peut être drastiquement réduite par glissement, y compris hors de la zone de mouillage. Dans ce cas, l'angle de mouillage ne suffit pas à expliquer le glissement et c'est la texture de la surface qui entre en jeu.

Texture de la surface

On peut considérer deux tailles caractéristiques de textures sur la surface. D'une part, on peut sculpter la surface à l'échelle micrométrique dans le but de poser la goutte au sommet des textures pour minimiser l'interface solide/liquide. D'autre part, on peut considérer des textures d'échelles plus grandes qui vont courber localement l'interface.

Le premier cas correspond aux surfaces dites superhydrophobes. Lorsque la surface est façonnée de motifs réguliers micrométriques, une goutte posée peut se retrouver en état fakir, encore appelé régime de Cassie-Baxter [50]. Dans cette situation, le contact entre la goutte et le substrat se limite seulement aux sommets des textures et l'air situé entre les creux des rugosités de la surface et la goutte assure une lubrification réduisant ainsi la friction visqueuse au sein du liquide [51, 52, 53, 54, 55, 56]. On exacerbe alors l'étalement et on permet le rebond total de la goutte [57, 24, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64]. Dans le cadre de surfaces anti-gel utiles à l'aviation par exemple, les textures superhydrophobes permettent de limiter l'adhésion des gouttes gelées grâce au rebond [65, 66, 67].

Lorsque la pression à l'impact est suffisante, le fluide peut pénétrer entre les rugosités et entrer en contact avec la base de la surface : il y a alors transition vers un état Wenzel [68] dans lequel le liquide imbibe totalement la surface et chasse l'air des creux entre rugosités [69, 70]. Des textures pyramidales permettent de pallier ce phénomène. Dans cette géométrie, plus le liquide s'enfonce dans les vallées entre les motifs, plus la pression d'intrusion augmente, limitant ainsi sa progression. Les rugosités pyramidales agissent donc comme des ressorts du point de

vue de l'interface inférieure de la goutte. Cela permet non seulement de prévenir la transition vers un état de Wenzel, mais ce phénomène permet également de déclencher un rebond de la goutte avant rétractation. Ce mécanisme de rebond est appelé *pancake bouncing* [71].

Dans le second cas, on considère des impacts sur des rugosités d'une centaine de microns, elles-mêmes recouvertes de micro-textures rendant la surface superhydrophobe. Les textures les plus grandes courbent l'interface. On peut ainsi déclencher une rupture de la goutte avec des défauts ponctuels [72]. On peut aussi réaliser des impacts sur des barreaux superhydrophobes [73, 74] qui permettent de jouer sur le temps de contact en scindant la goutte en deux ou trois. Lorsque l'on augmente la taille d'un barreau, on peut le considérer comme une macrotexture courbe. Les travaux d'Andrew *et al.* [75] sur la face latérale d'un cylindre montrent que lorsque le rayon de courbure de la surface est égal au rayon de la goutte, on parvient à scinder la goutte en deux et on minimise aussi le temps de contact. Par ailleurs, l'étalement est affecté par la courbure de la surface, comme l'ont montré des impacts sur surfaces sphériques [42].

Au-delà de la nature des surfaces, de leur chimie ou de leur texture, une dernière alternative pour influer sur la dynamique d'impact de goutte, consiste à isoler celle-ci de la surface. C'est le cas en présence de caléfaction, phénomène pendant lequel une goutte liquide est séparée du substrat par une couche de vapeur qui l'isole mécaniquement. Afin de définir le cadre expérimental de notre travail, commençons par décrire ce phénomène de caléfaction, aussi appelé régime de Leidenfrost.

1.3 Régime de Leidenfrost ou caléfaction

Le régime de Leidenfrost, encore appelé caléfaction, se rencontre lorsque du fluide repose sur une surface surchauffée. Si la température de la surface dépasse un seuil, dit température de Leidenfrost, une fine couche de vapeur apparaît qui permet d'isoler thermiquement et mécaniquement la goutte.

1.3.1 Cas statique

En 1756, J.G. Leidenfrost nous a laissé la première description du phénomène qui porte son nom [76]. Il rend compte d'expériences de dépôts de gouttes sur une cuillère chauffée. Il observe que lorsque la température de la cuillère est suffisamment élevée, la goutte n'adhère plus à la cuillère et flotte sur un coussin de gaz. Au lieu de bouillir brusquement en un temps de l'ordre de la milliseconde, la goutte s'évapore lentement et peut demeurer sur la cuillère pendant une minute avant évaporation totale. Ce phénomène peut s'observer lorsque l'on éclabousse avec de l'eau une plaque de cuisson en fonte en état de fonctionnement.

Morphologie et description

Lorsqu'un substrat atteint une température supérieure à un seuil, appelé température de Leidenfrost, une goutte posée dessus est en situation de mouillage nul, comme on peut le voir

sur la Figure 1.3.

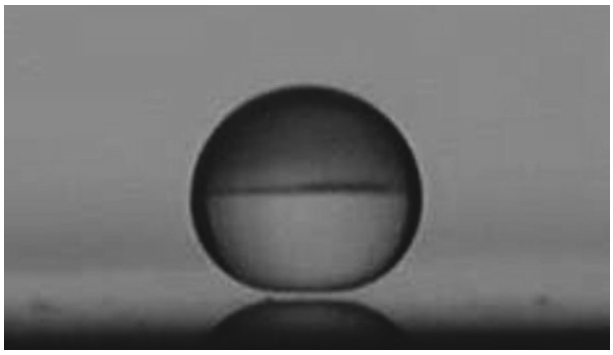

FIGURE 1.3 – Goutte d'eau d'une hauteur de 1 mm en caléfaction (extrait de [77]).

On peut alors distinguer le film de vapeur sous la goutte statique qui atteste de l'absence de contact. Le phénomène de caléfaction peut aussi se rencontrer lorsque l'on immerge un solide surchauffé dans un bain de liquide comme illustré sur la Figure 1.4, correspondant aux expériences de Vakarelski *et al.* [78].

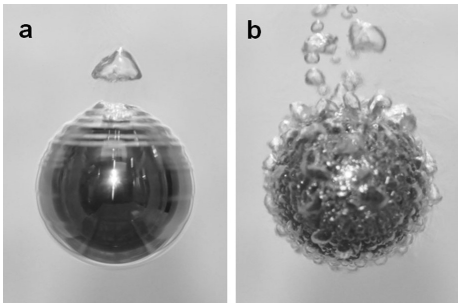

FIGURE 1.4 – Images de Vakarelksi *et al.* [78]. Billes d'acier de 15 mm de diamètre maintenues dans un bain de perfluorocarbure liquide. **a** : La température est supérieure à la température de Leidenfrost. **b** : La température de la bille est égale à la température de Leidenfrost.

On remarque qu'au dessus de la température de Leidenfrost, une couche de vapeur se stabilise autour de la bille, tandis que lorsque la température est égale au seuil, des bulles explosives sont générées, signe d'une évaporation accrue. La température de Leidenfrost dépend du liquide considéré, mais aussi de la surface sur laquelle on pose la goutte [79]. Elle est bien entendu supérieure à la température d'ébullition [1]. Si on impose une force sur la goutte, comme une accélération soudaine pendant un impact de goutte, on peut faire varier la température de Leidenfrost.

1. Dans le cas particulier d'une goutte posée sur un bain liquide, Maquet *et al.* [80] ont montré que la température de Leidenfrost se rapprochait de la température d'ébullition du liquide.

1.3.2 Caléfaction pendant un impact

Température de Leidenfrost dynamique

Pendant un impact de goutte sur substrat surchauffé, garantir un régime de Leidenfrost nécessite une température d'autant plus élevée que la vitesse d'impact est grande. Si la température du substrat est trop faible, ou la vitesse trop élevée, on observe l'ébullition de la goutte. Par l'observation qualitative, on peut établir un diagramme de régime qui rend compte de la température de Leidenfrost dynamique pour une surface en silicium poli, et qui apparaît en Figure 1.5.

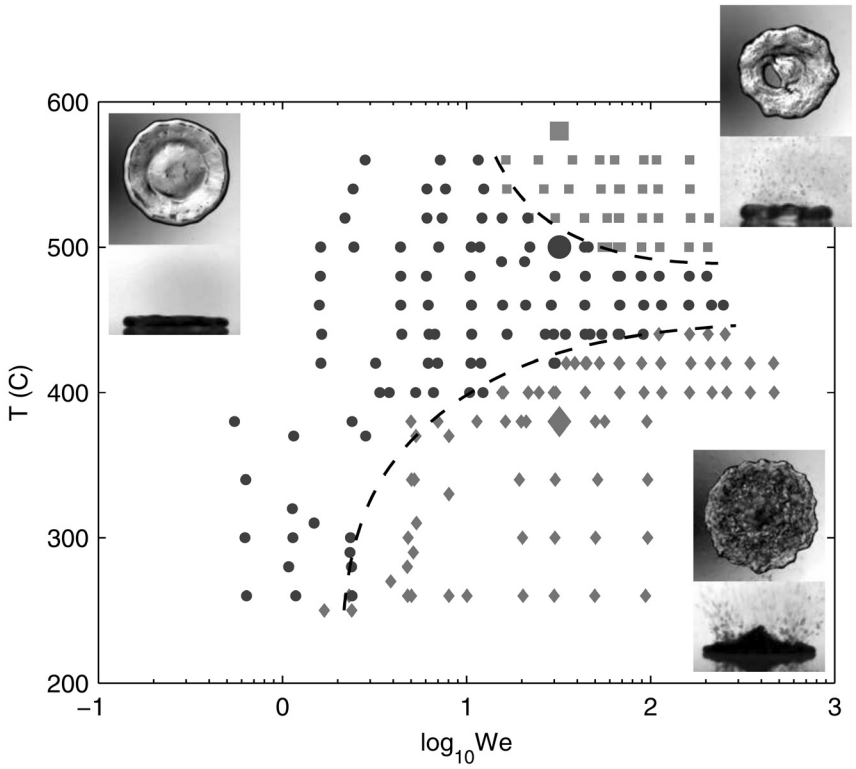

FIGURE 1.5 – Diagramme extrait de [81]. Diagramme de régimes d'ébullition en fonction de la température du substrat et du nombre de Weber. Les impacts de gouttes d'eau sont réalisés sur une plaquette de silicium poli.

D'après le diagramme de régime présenté en Figure 1.5, la goutte en impact peut s'évaporer de trois manières :

— l'ébullition de contact, représentée en points rouges, pendant laquelle des bulles de vapeur déstabilisent la goutte pendant toute la durée de l'étalement ;

— l'évaporation lente, représentée en points bleus, où aucune bulle n'est visible, mais la goutte s'évapore tout de même en un temps long par rapport à celui de l'impact ;

— l'ébullition de film, en points verts, pour laquelle la vue verticale ne diffère que très peu du régime d'évaporation lente, tandis qu'une vue latérale révèle l'éjection de gouttelettes au début de l'étalement.

La frontière entre régime d'ébullition de contact et régime d'évaporation lente rend compte des variations de la température de Leidenfrost avec la vitesse d'impact. Comme attendu, plus la vitesse d'impact est élevée, plus la température de Leidenfrost augmente. On remarque qu'à des températures trop élevées, on atteint un régime d'ébullition de film, dans lequel des bulles sont générées et des gouttelettes sont éjectées. On peut conclure que Tran *et al.* s'appuient sur l'observation et la phénoménologie des impacts pour attester du régime de Leidenfrost, qualifié ici de « gentle boiling ».

Dans le cadre de cette thèse, on cherchera à s'isoler du substrat tout en minimisant les biais qu'apporterait de l'ébullition. On vise donc le régime d'évaporation lente (« gentle boiling »). Nous voulons vérifier expérimentalement qu'il n'y a pas d'ébullition de contact ni d'ébullition dans la couche de vapeur sous la lamelle. On utilisera donc un critère visuel et phénoménologique, plutôt qu'un contrôle de la température, pour nous assurer d'être en régime de Leidenfrost, qualifié ici de régime d'évaporation lente. Une des motivations à travailler en régime de Leidenfrost est de nous affranchir du couplage visqueux entre la goutte et le substrat. Voyons dans la partie suivante comment la caléfaction le permet.

Absence d'effets visqueux

Les travaux d'Henri Lastakowski [35], ancien doctorant de l'équipe, ont permis de sonder l'influence de la viscosité du fluide utilisé sur l'étalement d'une goutte en régime de Leidenfrost. Les résultats sont visibles sur la Figure 1.6.

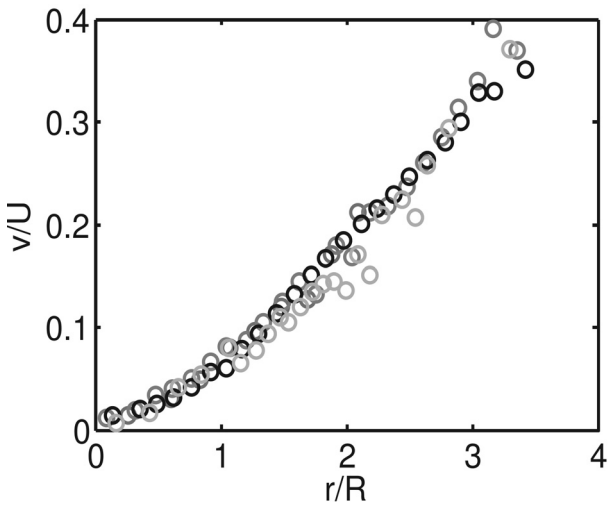

FIGURE 1.6 – Extrait de [35]. Mesures de vitesse dans une goutte en étalement en caléfaction pour des gouttes de rayon $R_0 = 1,15\text{mm}$, à vitesse $U_0 = 3\text{m/s}$ mesurées à $t = 6\tau$ pour des liquides de viscosités cinématiques différentes. ● Ethanol $\nu = 1,52\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ● Isopropanol $\nu = 3,02\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ○Mélange de Glycérol à 15% dans de l'Isopropanol $\nu = 14,1\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ○ Mélange Glycérol à 45% dans le l'Isopropanol $\nu = 32\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Ces travaux montrent que le champ de vitesse du fluide dans la goutte en étalement n'est pas affecté par la viscosité dudit fluide, tant que le régime de Leidenfrost est maintenu. Puisque

la vapeur a une viscosité dynamique au moins trois ordres de grandeur plus faible que celle du fluide, on peut supposer que le cisaillement dû à l'écoulement se concentre dans la couche de vapeur et qu'il est négligeable sur l'épaisseur de la goutte. En d'autres termes, la vapeur jouerait un rôle de lubrification de la goutte qui garantit la continuité de vitesse entre le substrat immobile et la surface inférieure de la goutte en mouvement. En l'absence de cisaillement dans le fluide, la viscosité de ce dernier n'intervient pas et il n'y a pas de friction visqueuse dans la goutte.

Il convient tout de même d'estimer l'épaisseur de la couche de vapeur sous la goutte pour vérifier que les transferts de quantité de mouvement par cisaillement puissent être négligés pendant l'impact.

Épaisseur de vapeur dans le cas statique

Dans le cas statique, plusieurs travaux ont permis des mesures d'épaisseur de la couche de vapeur sous une goutte en caléfaction [77, 82]. Cette épaisseur s'élève à environ 20 μm pour une goutte d'eau millimétrique. L'épaisseur de vapeur varie avec la distance au centre de la goutte ; elle est maximale au centre et décroît jusqu'à rencontrer un minimum avant d'augmenter pour recoller au profil d'une goutte statique hors caléfaction. L'épaisseur de vapeur résulte d'un équilibre entre plusieurs phénomènes physiques. Il y a d'abord le poids de la goutte qui tend à minimiser l'épaisseur. L'évaporation stationnaire génère de la vapeur qui s'écoule sous la goutte et entraîne une surpression donc une portance. La pression dans la couche de vapeur est elle-même reliée à la tension de surface ainsi qu'à la courbure locale de la goutte, donc aux variations spatiales d'épaisseur de vapeur. Enfin, le flux d'évaporation est dicté par le flux thermique diffusif au sein de la couche de vapeur et est donc relié à l'épaisseur de celle-ci. On peut alors aboutir à l'expression suivante de l'épaisseur lorsque la goutte n'est que localement aplatie à sa base :

$$h \simeq \left(\frac{\rho\lambda_v\mu_v\Delta\mathrm{T}g}{\mathrm{L}_v\rho_v\gamma^2}\right)^{1/3} r_{\max}^{4/3} \tag{1.1}$$

avec les notations suivantes :

— ρ : la masse volumique du fluide en $\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{-3}$;
— λ_v : la conductivité thermique de la vapeur en $\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1}$;
— μ_v : la viscosité dynamique de la vapeur en $\mathrm{Pa}\cdot\mathrm{s}$;
— $\Delta\mathrm{T}$: l'écart entre la température du substrat et la température d'ébullition du liquide, en K ;
— g : l'accélération de la pesanteur en $\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-2}$;
— L_v : la chaleur latente de vaporisation en $\mathrm{J}\cdot\mathrm{kg}^{-1}$;
— ρ_v : la masse volumique de la vapeur en $\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{-3}$;
— γ : la tension de surface du liquide en $\mathrm{N}\cdot\mathrm{m}^{-1}$.

Plusieurs travaux expérimentaux ont permis de confirmer l'estimation d'épaisseur de l'équation 1.1 [77] dont on rapporte les résultats sur la Figure 1.7.

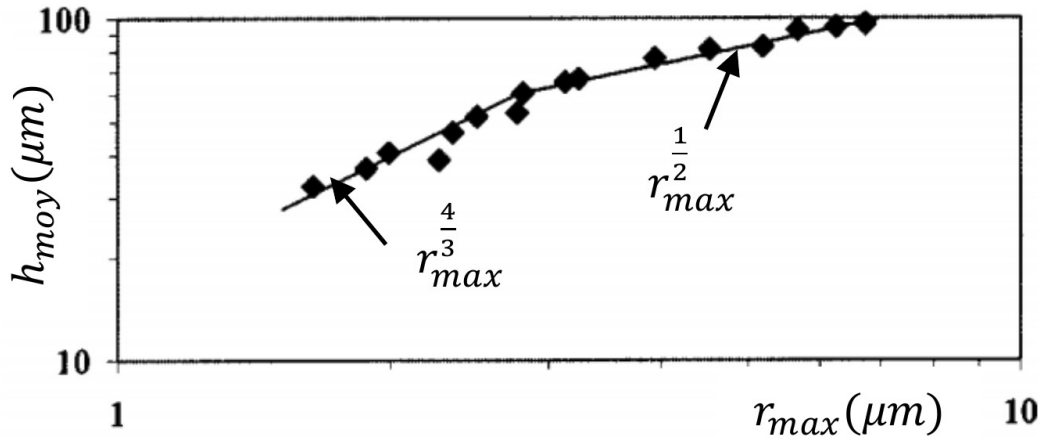

FIGURE 1.7 – Résultats extraits de [82]. Mesure d'épaisseur moyenne du film de vapeur en fonction du rayon d'une goutte en caléfaction.

Cette estimation est de l'ordre d'une quinzaine de microns en statique pour une goutte d'Isopropanol, d'un rayon égal à 1mm, sur un substrat à une température de 300°C.

Épaisseur de vapeur dans le cas dynamique

Dans le cas d'impacts en revanche, le précédent modèle n'est plus valide. Au vu des échelles de temps du centième de seconde, les mesures ne sont pas aisées, mais des travaux récents ont permis des estimations de l'épaisseur [83]. On rapporte des mesures expérimentales de l'épaisseur de film de vapeur pour des gouttes d'eau sur la Figure 1.8.

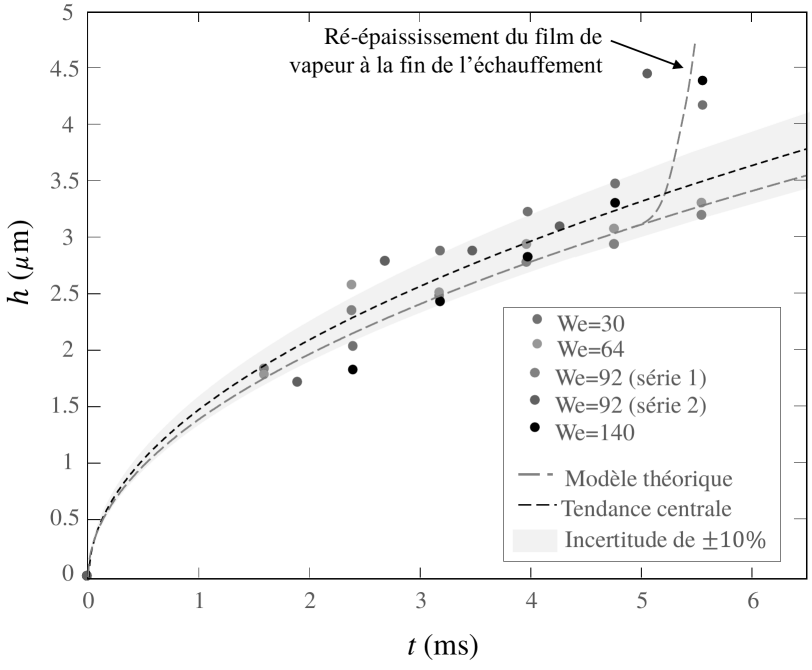

FIGURE 1.8 – Mesure d'épaisseur en μm, extraites de [83]. Goutte d'eau à température initiale de 20°C en impact sur substrat à 600°C.

Il apparaît donc que l'épaisseur pendant l'impact est plus faible que dans le cas statique. Les résultat expérimentaux font état d'épaisseurs faibles par rapport à la taille de la goutte, mais tout de même de l'ordre de $1,5$ à $5\,\mu$m. On peut comparer cette épaisseur à celle qu'adopte une goutte en étalement pendant un impact. On sait que la goutte peut atteindre un rayon d'étalement supérieur à 5 fois son rayon initial. Par conservation du volume cela aboutit à une épaisseur de liquide typique de l'ordre de la trentaine de microns. Donc le film de vapeur n'est pas 3 ordres de grandeur plus fin que l'épaisseur de la goutte en impact, contrairement aux rapport des viscosités. Par conséquent, on peut considérer que l'épaisseur de film de vapeur est suffisante pour que le cisaillement s'y concentre et qu'il soit négligeable dans l'épaisseur de la goutte. D'autre part, le flux d'évaporation sous la goutte génère un écoulement de vapeur centrifuge. Cet écoulement de vapeur accompagne l'étalement de fluide et relâche la contrainte de cisaillement imposée à la surface inférieure de la goutte.

On a donc montré que dans des conditions de température adéquates, on pouvait s'affranchir du couplage visqueux entre la goutte et son substrat grâce au régime de Leidenfrost. D'autre part, on peut estimer qu'en impact l'épaisseur de la couche de vapeur sous la goutte est inférieure à la dizaine de microns. Tran *et al.* [84] ont d'ailleurs montré que la présence de textures à ces échelles facilite l'apparition du régime de caléfaction.

Nous travaillerons ici avec des rugosités plus grandes de l'ordre de la centaine de microns d'épaisseur. Nous pourrons donc considérer que l'épaisseur de vapeur sous la lamelle est négligeable par rapport aux textures de surfaces. Pour étudier l'influence de textures lors d'un impact en régime de Leidenfrost, il nous faut déjà connaître la phénoménologie d'un impact en caléfaction sur une surface lisse. C'est ce que nous allons décrire pas à pas dans la partie qui suit.

1.4 Phénoménologie d'un impact en régime de Leidenfrost

Illustrons précisément un impact de goutte en régime de Leidenfrost sur une surface lisse par la Figure 1.9, et décrivons les différentes étapes qui vont permettre d'organiser la suite de ce chapitre selon la chronologie d'un impact.

Temps courts et déformation d'une sphère

Dans un premier temps, la goutte va s'étaler sous l'effet de la décélération brutale lors de l'impact. Ainsi, on va déformer une sphère pour l'aplatir par sa base en générant une lamelle de fluide en expansion.

Étalement d'une lamelle limitée par un bourrelet

Dans un deuxième temps, on remarque que la goutte se divise en deux régions lors de l'impact :

— une lamelle centrale peu courbée ;

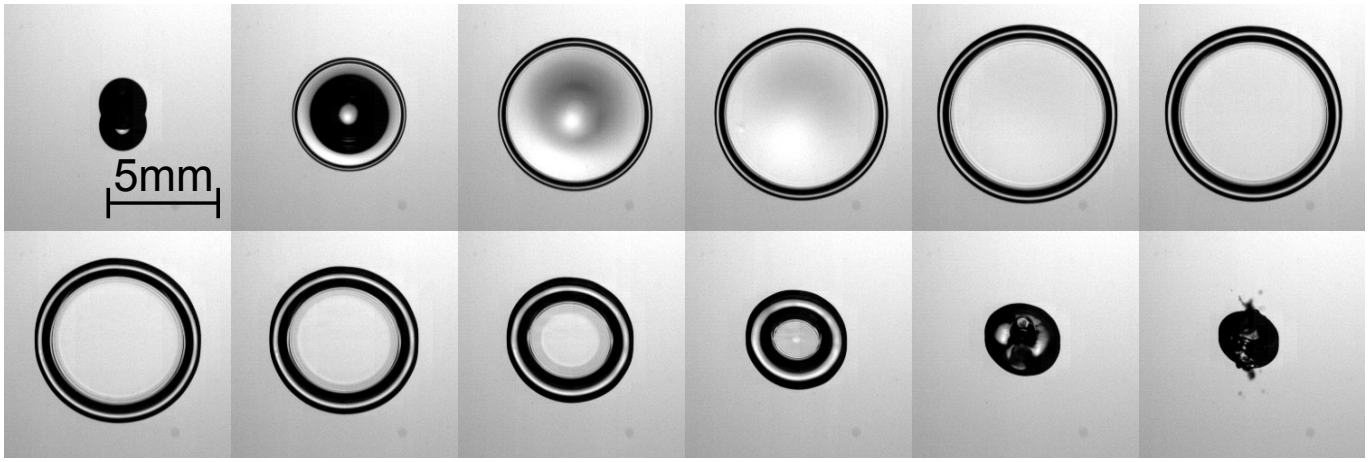

FIGURE 1.9 – Clichés d'un impact de goutte d'Isopropanol sur une surface lisse en régime de Leidenfrost. L'intervalle temporel entre image vaut $\Delta t = 1$ms, le nombre de Weber, We = 82 pour une vitesse d'impact, $U_0 = 1,29$m/s.

— un bourrelet de fluide autour de la lamelle qui en limite l'extension.

On peut alors décrire précisément chacune de ces zones par des grandeurs plus locales, comme l'épaisseur dans la lamelle de fluide, ou bien encore la vitesse du fluide en étalement, ou celle du bourrelet.

Déformation maximale et rétractation

Dans un dernier temps, on observe que la goutte atteint un étalement maximal avant de se rétracter et au final de se déformer en un cylindre vertical de fluide qui rebondit. On peut donc conclure la description de l'impact par les mesures de différentes grandeurs globales, comme le temps et le rayon d'étalement maximal ou encore le temps entre le début de l'impact et la fin de la rétractation.

Nous allons décrire plus précisément chacune de ces phases de l'impact dans les parties suivantes en commençant par la dynamique à temps courts.

1.5 Impact : dynamique à temps courts

Pour décrire l'étalement de la goutte, nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique dans les premiers instants après l'impact.

Lors de l'impact on pourrait penser *a priori* que la goutte va s'aplatir avec une symétrie haut-bas. Cependant, lorsque le nombre de Weber dépasse la dizaine, les modes propres de déformation de la goutte ont une période grande devant le temps caractéristique de l'impact, τ. Des déformations à l'échelle de la goutte n'ont pas le temps de s'instaurer et la déformation de la goutte reste confinée au voisinage du substrat. La goutte est donc décrite comme une sphère dont la base est tronquée par la surface d'impact, à partir de laquelle la lamelle naît sous forme de jet libre. En somme, les effets capillaires n'ont pas encore eu le temps de s'établir

et la géométrie de la goutte ainsi que sa vitesse d'impact suffisent à piloter sa dynamique. C'est pourquoi on qualifie cette phase de régime cinématique.

1.5.1 Limite temporelle du régime cinématique

Dans le modèle de régime cinématique, le goutte est approchée par une sphère qui va localement être déformée par la surface d'impact. La littérature contient plusieurs travaux numériques [31, 5] qui donnent accès au champ de pression dans la goutte dès les premiers instants de l'impact. Un gradient de pression s'instaure à la base de la goutte et ne disparaît qu'à la fin du régime cinématique. Eggers *et al.* [31] reportent des profils de pression au centre de la goutte que l'on expose Figure 1.10 au côté des cartes de champ de pression dressées par Philippi *et al.* [5].

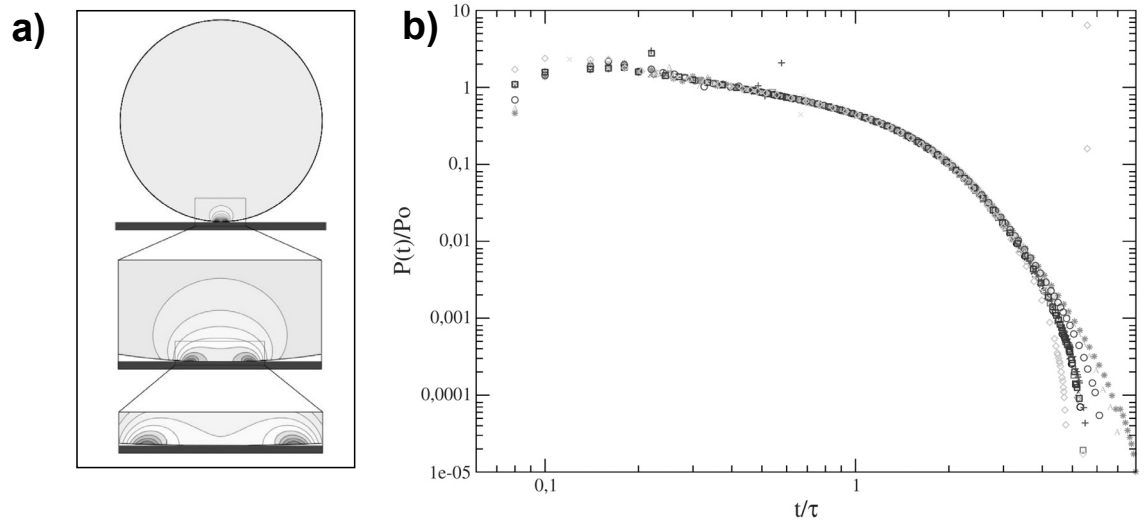

FIGURE 1.10 – **a)** Extrait de Philippi [5], répartition de la pression dans une goutte en impact simulé par le code *Gerris* à We= 250 et Re = 5000 à la date $t^* = 4 \cdot 10^{-4}$. **b)** Extrait de Eggers *et al.* [31], pression au centre de la goutte adimensionnée par $P_0 = \rho U_0^2$ pour des simulations d'impacts où le Weber varie de 1600 à 80000 et le Reynolds de 400 à 8000. Les deux axes ont une échelle logarithmique.

La carte de champ de pression de Philippi *et al.* [5] exposée en Figure 1.10 représente bien la surpression à la base de la goutte. Laissons de côté pour l'instant les inhomogénéités latérales de pression à la base de la goutte. Eggers *et al.* [31] tracent les profils de pression au point d'impact en fonction du temps adimensionné par $\tau = \frac{R_0}{U_0}$ pour des impacts à nombre de Weber et de Reynolds variables. Le champ de pression est de l'ordre de ρU_0^2 à partir du temps d'impact et jusqu'au temps $t^* = 0,5$. C'est aussi à cette date, $t^* = 0,5$, que le col sous la goutte, que nous allons décrire ci-dessous, disparaît. Le régime de temps courts semble donc s'étaler jusqu'à cette date. D'après Eggers *et al.*, la pression décroît drastiquement à partir de $t^* = 1$. Or cette pression permet de dévier le fluide dans la direction radiale d'étalement. Donc à partir du temps $t^* = 1$, on peut estimer que la quantité de mouvement verticale a été

totalement déviée dans la direction radiale. Sur la plage temporelle entre $0,5\tau$ et τ, la pression au centre décroît régulièrement et l'on transite d'un régime décrit par une sphère localement déformée, le régime cinématique, vers un régime où le fluide se concentre dans une lamelle fine en expansion, le régime inertiel. Les travaux de simulations numériques de Riboux et Grodillo [4, 6, 85] exposent des tracés du rayon d'étalement et du champ de pression jusqu'à $0,3\tau$. Cette limite est un peu plus contraignante que $0,5\tau$. Dans un but de comparaison, nous l'adopterons tout de même dans cette sous-section ainsi que dans le Chapitre 2, Partie 2.3.2.

1.5.2 Géométrie et variables du régime cinématique

On peut approcher le profil circulaire de la base de la goutte par une fonction quadratique de la distance depuis le point d'impact. On estime que le centre de masse de la goutte n'est pas décéléré, si bien que la sphère qui représente la goutte est tronquée par la surface d'impact à vitesse constante, U_0. La géométrie de l'impact est décrite sur la Figure 1.11 obtenue par des expériences d'impact en régime de Leidenfrost sur notre dispositif expérimental (décrit au Chapitre 2 Section 2.1) par vue latérale.

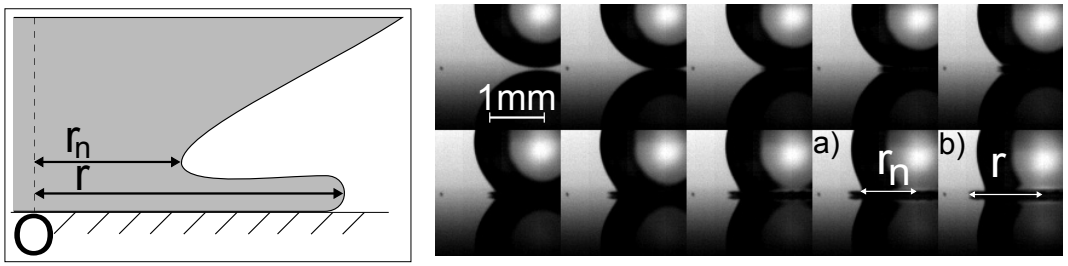

FIGURE 1.11 – À gauche : schéma de la base d'une goutte distinguant r_n, position du col, de r, position de l'extrémité de la lamelle. À droite : impact à We= 72 avec un intervalle temporel entre images de 33 μs. a) Repérage de r_n ; b) Repérage de r .

On peut repérer la base de la goutte, ainsi que sa réflexion par le substrat. Le contact s'établit entre le premier et le deuxième cliché. À partir du troisième cliché, on observe la croissance de la lamelle à partir de la base de la goutte ce qui nous permet de repérer deux distances significatives :

— le rayon du col, notée r_n, distance entre le point d'impact et le col à partir duquel la lamelle émerge du contour de la goutte. Au niveau du col, la courbure du contour de la goutte est localement maximale ;

— le rayon de la lamelle, r, distance entre le point d'impact et l'extrémité apicale de la lamelle naissante.

La première distance, le rayon du col, voit tout son intérêt lorsque l'on veut comparer les impacts mouillants (hors régime de Leidenfrost) de la littérature avec notre situation d'impact en caléfaction. Philippi *et al.* s'intéressent à l'avancée de la ligne de contact lors d'impacts mouillants, sans viscosité sur une surface froide hors régime de Leidenfrost [5], tandis que Riboux et Gordillo ont pu comparer des impacts mouillants [4, 6] à des impacts en régime de

Leidenfrost [85]. Leurs travaux démontrent que le rayon de la zone de mouillage coïncide avec le rayon r_n du col, où la pression est maximale à l'interface inférieure (voir Figure 1.13). De plus, les variations horizontales de pression sur la Figure 1.10 à la base de la goutte correspondent à cette zone. Ainsi, nous pouvons comparer nos expériences en régime de Leidenfrost aux expériences d'impacts mouillants en considérant que le rayon du col, r_n, est estimé par le rayon de la zone de mouillage. Notons que cette appellation est liée au fait que la lamelle qui émerge de r_n est décollée et donc ne « mouille » pas le substrat.

Nous allons exposer deux modèles différents qui permettent de faire l'estimation temporelle du rayon du col et du rayon de la lamelle en fonction du temps.

1.5.3 Étalement en fonction du temps

Nous allons présenter un premier modèle cinématique établi à partir des travaux expérimentaux de Rioboo *et al.*.

Modèle de sphère tronquée

Rioboo *et al.* [47] ont réalisé des expériences d'impacts mouillants sur différentes surfaces et ont observé que le rayon de la lamelle était indépendant des propriétés de surface du substrat. Leurs résultats sont présentés sur la Figure 1.12. L'échelle de longueur caractéristique considérée par Rioboo *et al.* étant le diamètre D_0, il convient de diviser le Weber annoncé de 390 par 2 et de multiplier le temps adimensionné $t^* = \frac{tU_0}{D_0}$ par 2 pour les comparer aux autres références. Le facteur d'étalement $\frac{d}{D_0}$ est égal à la variable que nous utilisons, $r^* = \frac{r}{R_0}$.

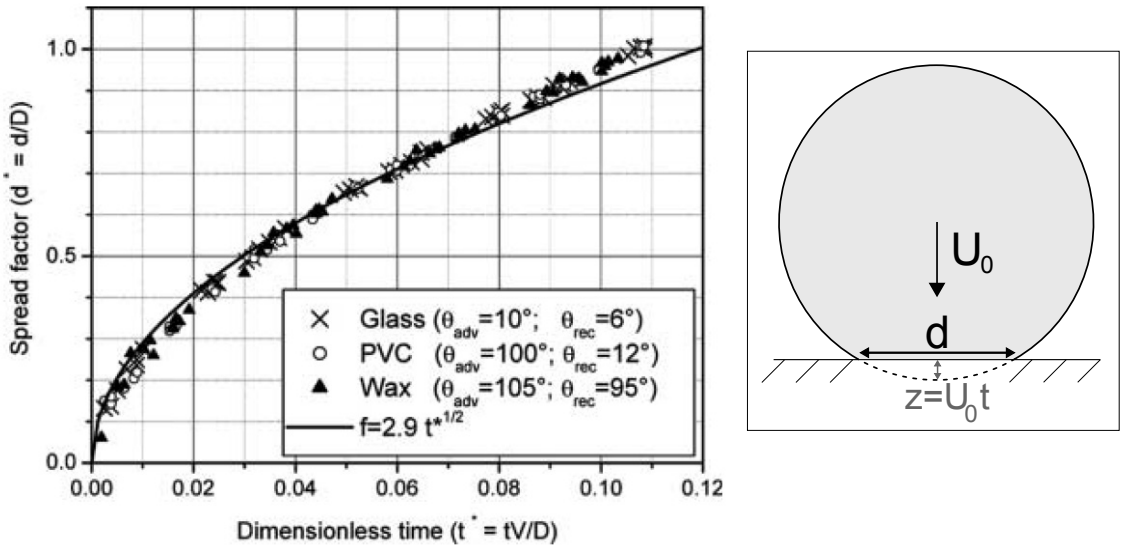

FIGURE 1.12 – À gauche : facteur d'étalement de la goutte $\frac{d}{D_0}$ en fonction du temps adimensionné par $2\tau = D_0/U_0$. Impacts de gouttes d'eau de rayon $1,38\,\text{mm}$ à la vitesse $3,21\,\text{m/s}$, donc We= 195. Les impacts mouillants sont réalisés sur différentes surfaces. À droite : schéma en vue latérale d'une goutte impactant une surface fixe.

Le modèle d'une sphère pénétrant à vitesse constante dans un plan horizontal comme présenté sur la Figure 1.12 permet d'exprimer en fonction de la vitesse d'impact, la profondeur de pénétration de la goutte, $z = U_0 t$. Si cette profondeur est faible, on peut par ailleurs l'approcher par l'expression $z^* \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{d^*}{2}\right)^2$ et donc en déduire $d^* \simeq 2\sqrt{2t^*}$. Cette relation est cohérente avec le préfacteur $2,9$ obtenu par ajustement.

Cependant, ce modèle ne différencie pas le col de l'extrémité de la lamelle et néglige le volume du fluide dévié par le substrat. On peut d'ailleurs objecter que l'ajustement du type $y \propto \sqrt{t^*}$ surestime légèrement les relevés autour de la valeur $\frac{t}{2\tau} = 0,02$ ($t^* = 0,04$) et les sous-estime autour de $\frac{t}{2\tau} = 0,10$ ($t^* = 0,20$), ce qui serait corrigé par une exposant n plus élevé que $1/2$ dans la loi de puissance $d \propto t^n$. Nous allons voir dans un second modèle ci-dessous en quoi cette description peut être approfondie en distinguant le rayon de la lamelle du rayon du col.

Modèle de Wagner

Riboux et Gordillo, tout comme Philippi *et al.* [4, 86], estiment l'avancée de la ligne de contact lors d'un impact mouillant sans viscosité par $r^* = \sqrt{3t^*}$. Ce résultat trouve ses fondements dans la théorie de Wagner [2] sur les jets liquides lors d'impacts de solides dans un bain. Dans la théorie de Wagner, les conditions d'imperméabilité des surfaces et d'incompressibilité de l'écoulement dictent la composante normale du champ de vitesse par rapport à la surface. Une intégration temporelle du champ de vitesse sur le domaine de contact du fluide avec la surface permet de fixer le préfacteur dans la relation $r^* \propto t^{*1/2}$ à la valeur de $\sqrt{3}$.

La lamelle peut être considérée comme un jet libre émanant du col à partir d'un temps d'éjection $t_e^* = We^{-2/3}$ [5, 4, 6]. Par éjection, terme emprunté à Riboux et Gordillo, on entend dans cette partie que la lamelle décolle du substrat mais qu'elle reste reliée au reste de la goutte. On peut alors comparer la dynamique de la lamelle à celle de la zone de contact $r^* = \sqrt{3t^*}$ et vérifier si après éjection la lamelle progresse à la vitesse constante $v_e^* = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{t_e^*}}$. On expose sur la Figure 1.13, extraite de [6, 4], la dynamique du col (noté $a(t)$) et de l'extrémité de la lamelle (notée $r_t(t)$).

Dans les simulations d'impact sans friction [6], comme dans les expériences en impact mouillant [4], le rayon du col, noté $a(t)$, suit le profil $\sqrt{3t^*}$ prédit par la théorie de Wagner. Quant à l'extrémité de la lamelle, notée $r_t(t)$, elle progresse à la vitesse constante $v_t(t_e) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{t_e}}$ à partir de son éjection pour les temps jusqu'à $0,18\tau$ comme l'illustre la partie gauche de la Figure 1.13. Dans les expériences, visibles sur la partie droite de la Figure 1.13, l'extrémité de la lamelle ne dévie presque pas du modèle de jet libre jusqu'à $0,15\tau$, en accord avec les simulations. En revanche, aux temps ultérieurs, la vitesse d'avancée de l'extrémité de la lamelle diminue par rapport à la vitesse d'éjection $v_t(t_e)$. On peut y voir l'influence grandissante de la tension de surface qui épaissit l'extrémité de la lamelle et limite son avancée. On reviendra sur ces résultats et on présentera nos mesures dans le chapitre 2, partie 2.3.2 pour décrire l'avancée de la lamelle.

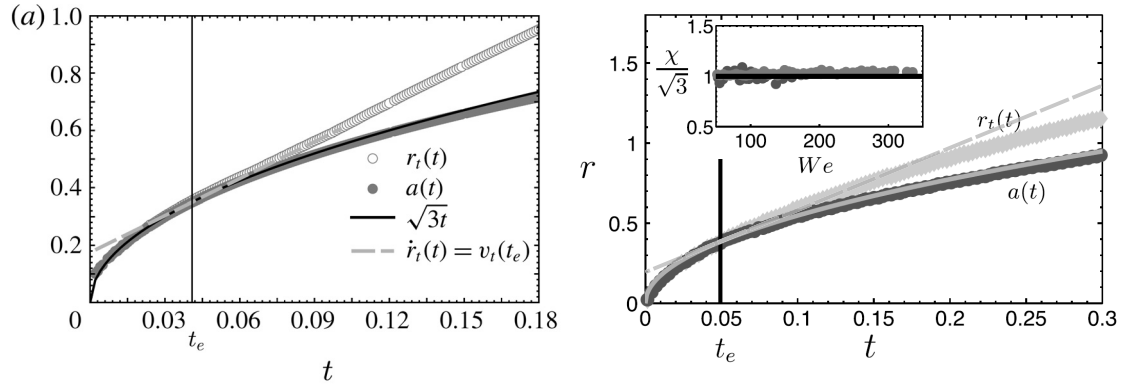

FIGURE 1.13 – A gauche extrait de [6] : simulations d'étalement d'un goutte sans friction visqueuse à We= 100, $r_t(t)$: rayon de l'extrémité de la lamelle adimensionné, $a(t)$ rayon de la zone mouillée. À droite extrait de [4], mesures expérimentales d'un impact sur surface lisse pour We= 98 avec les mêmes notations. On a tracé la tangente à la courbe de $r_t(t)$ en t_e en pointillés orange, comme sur le graphe de gauche.

En conclusion, l'avancée du col, exprimée en variables adimensionnées, ne dépend pas du nombre de Weber et suit la théorie de Wagner $\mathrm{r_n^*}(t) = \sqrt{3t^*}$. L'avancée de l'extrémité de la lamelle est plus rapide mais ne suit pas rigoureusement un profil linéaire après son éjection. La lamelle naissante commence donc déjà à subir quelques effets capillaires, ce qui amorce une transition vers un régime d'étalement où la goutte peut être entièrement décrite par une lamelle bordée d'un bourrelet. Nous allons décrire ce régime à présent.

1.6 Impact : dynamique d'étalement d'une lamelle ; grandeurs locales

Déjà à la fin du régime de temps courts, aux environ de $t = 0,5\tau$, le col sous la goutte a disparu et on peut définir une unique épaisseur de liquide en fonction de la distance au centre. Pour les temps $t > \tau$, le champ de pression qui régnait à la base de la goutte a déjà sensiblement décru et la quantité de mouvement de la goutte a été déviée dans la direction radiale. On peut alors décrire la goutte par une lamelle. Les effets capillaires n'interviennent qu'à la périphérie de la goutte et se concentrent dans un bourrelet plus épais. Ce bourrelet se remplit au cours du temps et limite l'extension de la lamelle, si bien que la vitesse du fluide dans la lamelle peut dépasser la vitesse d'avancée du bourrelet. En considérant que la lamelle ne subit aucun effet capillaire, regardons comment on peut décrire l'écoulement qui s'y instaure.

1.6.1 Champ de vitesse dans la lamelle

Dans la lamelle, on peut faire l'approximation de lubrification, qui se justifie puisque l'extension horizontale, r, est grande devant l'épaisseur, h. Cela implique que la composante verticale du champ de vitesse dans le fluide est négligeable par rapport à la composante ho-

rizontale. Par ailleurs, les variations spatiales d'épaisseur étant faibles, la courbure l'est aussi de sorte que les variations de pression inhérentes à la courbure et à la pression de Laplace associée sont négligeables. On rappelle qu'en régime de Leidenfrost, on peut également négliger le cisaillement dans la lamelle et donc considérer que l'écoulement est invariant selon le nombre de Reynolds. Enfin, comme on l'a vu précédemment, la surpression à la base de la goutte qui a permis de dévier le fluide vers l'extérieur a essentiellement relaxé à partir d'un temps $t \simeq \tau$.

L'équation de Navier-Stokes se simplifie donc en équation de Burgers sans terme visqueux, comme Yarin *et al.* l'ont introduit [18] :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0. \tag{1.2}$$

Cette équation admet comme solution le champ de vitesse dans la lamelle :

$$v_r(r,t) = \frac{r}{t + \mathrm{t}_0}, \tag{1.3}$$

où t_0 rend compte du temps à partir duquel la description de la lamelle est valide, c'est-à-dire le temps au bout duquel les gradients de pression à la base de la lamelle ont disparu et où la courbure de la lamelle est devenue négligeable. Les données en champ de pression issues des simulations d'Eggers *et al.* et de Philippi *et al.* [31, 86] montrent que $\mathrm{t}_0 = \tau$. En d'autres termes, à partir d'un temps comparable au temps cinématique d'impact, τ, la vitesse du fluide a été déviée vers l'extérieur et on peut décrire la goutte par une lamelle en écoulement libre.

Les travaux d'Henri Lastakowski [35] ont permis des mesures expérimentales de vélocimétrie par image de particules dans la lamelle et sont présentés en Figure 1.14. Il ressort de ces mesures que le champ de vitesse mesuré est en bon accord avec les résultats d'Eggers *et al.* concernant le temps à partir duquel la description est valide. Par conséquent, le champ de vitesse peut s'écrire $v_r = \frac{r}{t+\tau}$. Par ailleurs, la composante verticale vérifie une équation analogue à l'équation 1.2 : $\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$. La solution qui vérifie la condition d'incompressibilité de l'écoulement s'écrit alors : $v_z(z,t) = \frac{2z}{t+\tau}$, ce qui a été vérifié pour différents travaux de simulations [31, 86, 4].

Nous prendrons donc comme référence le champ de vitesse radial de l'équation 1.3 théoriquement proposée par Eggers [31] et expérimentalement vérifié par Lastakowski [87]. Les dépendances du champ de vitesse sont communément admises par la communauté, même si le temps, t_0, à partir duquel le modèle de lamelle est valide, peut néanmoins être sujet à discussion. En revanche, de nombreux modèles existent pour estimer l'épaisseur de la lamelle. Nous allons tenter d'en rendre compte.

1.6.2 Épaisseur de la lamelle

Dans l'approximation de lubrification les interfaces sont considérées comme planes. La condition de continuité de vitesse à l'interface supérieure peut alors s'écrire sous la forme :

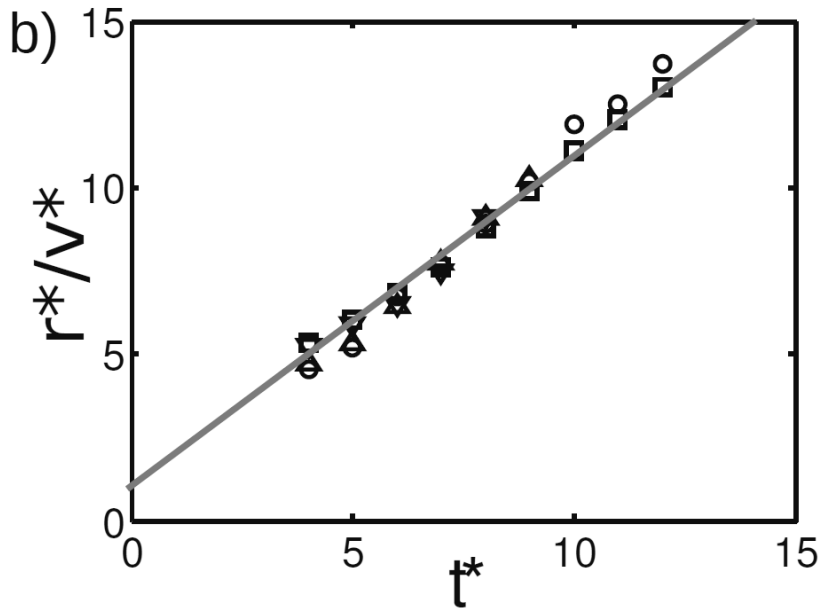

FIGURE 1.14 – Extrait de [35]. Quotient $\frac{r^*}{v^*}$ en fonction de t^*, où r^* est la coordonnées radiale et v^* la vitesse mesurée pour des vitesses d'impact de 1m/s, 2m/s, 3m/s et 4m/s. t^* est le temps adimensionné. −droite d'équation $y = \mathrm{t}^* + 1$.

$$\frac{\mathrm{D}h}{\mathrm{D}t} = v_z. \tag{1.4}$$

Or on peut remplacer v_z par son expression pour $z = h$ et aboutir à

$$\frac{\mathrm{D}h}{\mathrm{D}t} = \frac{-2h}{t+\tau}. \tag{1.5}$$

On introduit une variable qui demeure constante avec le temps, notée X. Par intégration, on obtient la décroissance temporelle du profil d'épaisseur selon la fonction H_0 qui rend compte du profil spatial d'épaisseur par la variable X.

$$h(X,t) = \frac{\tau^2}{(t+\tau)^2}\mathrm{H}_0(X).$$

Il reste à déterminer X, une grandeur qui se conserve dans la lamelle au cours du temps. Physiquement, on a déjà caractérisé que la vitesse du fluide en écoulement libre était de dérivée temporelle lagrangienne nulle. Cependant, on aurait aussi pu introduire l'énergie cinétique avec le carré de la vitesse. On aboutit ainsi à la dépendance communément admise [18, 30, 31, 43, 88] que l'on exprime de manière adimensionnée

$$h^*(r^*,t^*) = \frac{A}{(t^*+\alpha)^2}F\Big(\frac{r^*}{t^*+\alpha}\Big), \tag{1.6}$$

où $h^* = h/\mathrm{R}_0$, $r^* = r/\mathrm{R}_0$, $t^* = t/\tau$ avec $\tau = \frac{\mathrm{R}_0}{\mathrm{U}_0}$. A est un préfacteur déduit des mesures et le terme α rend compte du temps à partir duquel le modèle de lamelle est valide. La fonction

F rend compte des variations radiales d'épaisseur selon la variable de vitesse qui illustre le caractère autosimilaire du profil. Plusieurs modèles ont été proposés [2] selon la formule par laquelle on approche le profil d'épaisseur de la lamelle. On peut entre autre citer :

- Eggers :

$$h^*(r^*,t^*) = \frac{2,16}{(t^*+1)^2} \cdot \frac{1}{\left(1+0,625\left(\frac{r^*}{t^*+1}\right)^2\right)^6}.$$

Ici on peut considérer que l'invariant lagrangien introduit dans le profil autosimilaire est l'énergie cinétique traduite par la variable $\left(\frac{r^*}{t^*+1}\right)^2$. Le profil autosimilaire est approché par une fonction du type $F(X) = \frac{1}{\left(1+C\cdot X^2\right)^6}$. Ce modèle est issu de simulations d'impacts sur surface solide sans contrainte tangentielle à la base de la goutte [31]. Les travaux mettent davantage l'accent sur le caractère autosimilaire du profil d'épaisseur que sur la valeur du préfacteur A. D'ailleurs l'estimation n'est valide qu'une fois le régime d'écoulement libre atteint, c'est pourquoi le modèle diverge de la valeur physique $A \neq h^*(0,0) = 2$ au moment de l'impact de la goutte sphérique.

- Lastakowski :

$$h^*(r^*,t^*) = \frac{3,19}{(t^*+1)^2} \cdot \frac{1}{\left(1+0,6\left(\frac{r^*}{t^*+1}\right)^2\right)^6}.$$

Ce modèle mesuré expérimentalement par Lastakowski *et al.* [35] valide le profil proposé par Eggers *et al.*. Des mesures de l'épaisseur centrale de la goutte au cours du temps permettent de définir la valeur $A = 3,19$.

- Roisman :

$$h^*(r^*,t^*) = \frac{3,12}{(t^*+\frac{1}{2})^2} \cdot \exp\left(-2,34 \cdot \left(\frac{r^*}{t^*+\frac{1}{2}}\right)^2\right).$$

Ce modèle s'appuie sur des simulations d'impacts symétriques de deux gouttes afin de s'affranchir des contraintes de cisaillement [30]. Ici le champ de vitesse suggéré est exprimé selon nos échelles caractéristiques comme $v^* = \frac{r^*}{t^*+\frac{1}{2}}$, en d'autres termes, $\alpha = \frac{1}{2}$. Cela implique que l'écoulement libre s'instaure plus tôt lors de l'impact, à $\tau/2$ et non τ. Encore une fois, l'invariant lagrangien considéré s'apparente à l'énergie cinétique, puisqu'il apparaît comme le carré de la vitesse. Dans ce modèle, le profil autosimilaire de vitesse est approché par une fonction de la forme $F(X) = \exp\left(-aX^2\right)$. Le préfacteur $A = 3,12$ est très proche de celui du modèle de Lastakowski puisque l'écart entre les deux préfacteur s'élève à 2%.

2. On adapte les préfacteurs des modèles proposés en les multipliant par 8 lorsque les grandeurs caractéristiques sont exprimées selon D_0, U_0 et $t_0 = \frac{D_0}{U_0}$, où D_0 est la diamètre de la goutte

- Wang-Bourouiba :

$$h^*(r^*,t^*) = \frac{1}{t^{*2}} \cdot \frac{4}{12(\frac{r^*}{t^*})^3 - 12(\frac{r^*}{t^*})^2 + 9(\frac{r^*}{t^*})}.$$

Ce modèle s'appuie sur des données expérimentales d'impact sur cible [89] incluant les données issues de [29] aussi réalisées sur cible. Les mesures considérées étant réalisées à des temps longs devant le temps caractéristique τ, le terme α dans l'expression du champ de vitesse est ici négligé et s'écrit alors $v^* = \frac{r^*}{t^*}$. Le profil autosimilaire est approché par une fonction de la forme $F(X) = \frac{1}{a_1 X + a_2 X^2 + a_3 X^3}$. Ce profil, contrairement aux précédents, ne permet pas d'extrapoler directement la valeur du préfacteur A rendant compte de l'épaisseur centrale. En effet, la fonction F n'est pas définie à l'origine. Cela se justifie par ailleurs car la zone d'intérêt du modèle se situe autour de la cible.

Épaisseur centrale

Pour les modèles d'Eggers, de Lastakowski et de Roisman la fonction F est définie au centre de la goutte et $F(0) = 1$. Cela permet de définir une épaisseur au centre de la lamelle sous la forme $h_c^* = \frac{A}{(t^*+\alpha)^2}$ où le préfacteur, A, peut être mesuré. On peut comparer ces modèles aux travaux expérimentaux de Lagubeau *et al.* [37] qui aboutissent à l'expression suivante pour l'épaisseur au centre :

$$h_c^* = A \cdot \left(\frac{r^*}{t^* + \alpha}\right)^2$$

où $A = 3,936 \pm 0,240$ et $\alpha = 0,858 \pm 0,066$.

La valeur de l'épaisseur centrale permet de comparer les modèles quantitativement. Comme on l'a dit précédemment, les différentes expressions ne sont pas valables aux temps courts, puisque la description d'une lamelle siège d'un écoulement inertiel n'est pas encore valide et que l'épaisseur suit un profil de chute libre $h_c^* = 2 - t^*$ aux premiers instants de l'impact.

Le modèle d'Eggers donne l'estimation la plus faible, avec $F(0) = 2,16$. Pour les modèles de Lastakowski, Roisman et Lagubeau, les mesures d'épaisseur au centre donnent des préfacteurs A proches les uns des autres ; respectivement $3,19$; $3,12$ et $3,96$. Cependant, pour les modèles de Roisman et Lagubeau, le terme α, qui rend compte du temps à partir duquel le modèle de lamelle est valide, est inférieur à 1. Or les mesures expérimentales de champ de vitesse réalisées par Lastakowski tendent à montrer que $\alpha = 1$ (voir Figure 1.14).

Le modèle de Roisman, approchant le modèle de Lastakowski, n'a pas été vérifié expérimentalement. Le modèle de Wang-Bourouiba s'appuie sur des expériences d'impacts sur cibles ce qui induit des contraintes visqueuses dans la zone centrale contrairement aux impacts en caléfaction. De plus sa plage temporelle de validité est éloignée des temps de l'ordre de τ alors que nous serons amenés à estimer des épaisseurs à des temps comparables à τ. Il ne sera donc pas retenu. Quant à l'estimation de Lagubeau, elle correspond à des impacts mouillants sur une plage temporelle suffisamment restreinte avant que les effets visqueux n'entrent en jeu et qu'une couche limite visqueuse ne se développe, ce qui limite sa pertinence dans notre cas.L'expression

proposée par Lastakowski, qui ne diffère de celle de Eggers *et al.* que par un pré-facteur, a été vérifiée expérimentalement sur notre montage, dans la gamme de temps correspondant à nos expériences, comme le montre la Figure 1.15. C'est donc celle que nous choisirons ici comme référence.

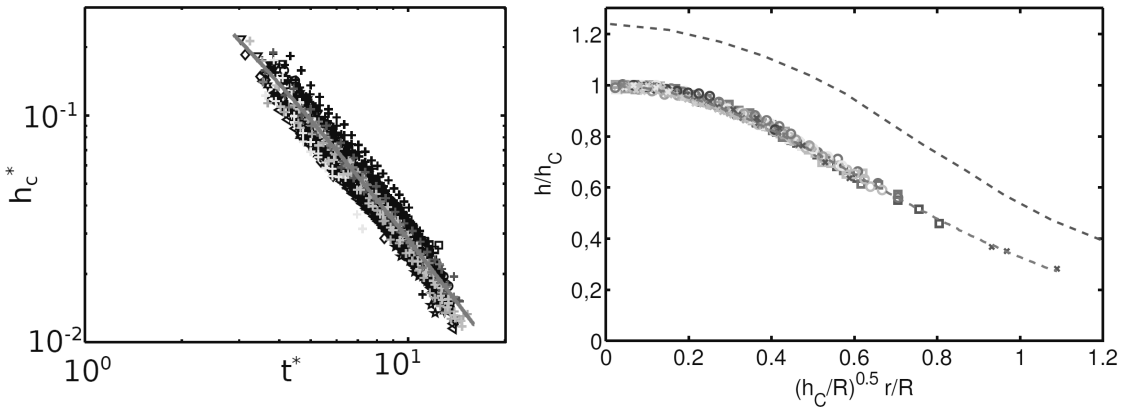

FIGURE 1.15 – Courbes extraites de [35]. **a)**Épaisseur centrale adimensionnée par R_0 en fonction du temps adimensionné par $\tau = R_0/U_0$ en échelle logarithme selon les deux axes. — Courbe d'équation $\frac{3,19}{(t^*+1)^2}$. **b)** Profils radiaux d'épaisseur adimensionnée par h_c selon l'invariant lagrangien $\frac{r^*}{\sqrt{h_c^*}}$ à différents instants. En rouge le profil de Lastakowski, en pointillés bleus le profil de Lagubeau renormalisé par l'épaisseur centrale mesurée par Lastakowski. Les impacts se font à des vitesses entre 1 m/s et 4 m/s pour des gouttes d'éthanol de rayons compris entre $0,8$ mm et $1,8$ mm.

Limites à temps courts et à temps longs

On peut par ailleurs citer deux autres modèles d'épaisseur qui correspondent à des développements à temps longs et à temps courts des modèles précédemment cités :

- Modèle de Rozhkov :

$$h^*(r^*, t^*) = 0,304\frac{t^*}{r^{*3}}.$$

Ce modèle s'appuie sur des simulations [41] et est valide sur une courte plage temporelle, lors de la progression de la lamelle. On note qu'à rayon fixé, le profil d'épaisseur augmente linéairement avec le temps. Il s'agit de l'asymptote à temps courts du modèle de Wang *et al.*.

- Modèle de Villermaux :

$$h^*(r^*, t^*) = \frac{2}{3}\frac{1}{r^* t^*}.$$

Ce modèle théorique [43] correspond à un profil à temps longs du Modèle de Wang *et al.*. Les deux limites ont été comparées quantitativement à des expériences d'impact sur cible par Vernay *et al.* [29]

1.6.3 Modèle de lamelle retenu

On retiendra donc que pour les temps supérieurs à $\tau = \frac{R_0}{U_0}$, le temps cinématique d'impact, l'écoulement se fait librement dans la lamelle. Le champ de vitesse retenu est de la forme :

$$v(r,t) = \frac{r}{t+\tau}. \tag{1.7}$$

Le modèle d'épaisseur retenu sera celui d'Eggers corrigé par les mesures expérimentales de Lastakowski

$$h(r^*,t^*) = \frac{3,19}{(t^*+1)^2 \times \left(1+0,625\left(\frac{r^*}{t^*+1}\right)^2\right)^6} \tag{1.8}$$

Dans cette partie nous avons laissé de côté la partie périphérique de la goutte où se jouent les effets capillaires. Les grandeurs globales de l'impact à savoir l'étalement maximal et le temps de contact de la goutte rendent compte de l'équilibre entre effets inertiels et effets capillaires. Nous allons les aborder dans la partie suivante.

1.7 Impact : rétractation ; grandeurs globales

Nous avons vu que la goutte subissait un étalement puis une rétractation avant un rebond lors d'un impact en régime de Leidenfrost. On peut résumer ces phases de l'impact à des grandeurs globales telles que l'étalement maximal et le temps de contact de la goutte. Abordons d'abord le cas de l'étalement maximal

1.7.1 Étalement maximal

Lors d'un impact, l'énergie cinétique accumulée par la goutte au cours de sa chute va être en partie dissipée et en partie convertie en énergie élastique de surface. En fonction des rapports entre grandeurs physiques dont rendent compte les nombres de Weber et Reynolds, plusieurs dépendances peuvent se dégager concernant, par exemple, le facteur d'étalement de la goutte. Celui-ci, parfois noté β, est classiquement défini comme le diamètre maximal adimensionné par le diamètre initial de la goutte tel que $\beta = \frac{D_{max}}{D_0}$. D'après la convention que nous avons adoptée, cette grandeur peut être notée $R^*_{max} = \frac{R_{max}}{R_0}$.

Effets visqueux

Les travaux de Rein *et al.* permettent de donner une estimation de l'étalement maximal de la goutte [90] en impact sur une surface solide lisse. Dans le cas sans glissement à l'interface liquide/solide, on peut montrer que la dissipation visqueuse dans une goutte de rayon R_{max} et d'épaisseur h s'écrit : $\epsilon_{dis} \sim \eta \frac{U_0}{h} R^3_{max}$. Or, par conservation du volume, $R^2_{max} h \sim R^3_0$, et écrire l'équilibre entre énergie dissipée et énergie cinétique revient à : $\rho u_0^2 R_0^3 \sim \eta \frac{U_0}{R_0^3} R^5_{max}$.

En introduisant le nombre de Reynolds, $\mathrm{Re} = \frac{\rho \mathrm{U}_0 \mathrm{R}_0}{\eta}$ on aboutit à la dépendance finale : $\mathrm{R}^*_{\max} \sim \mathrm{Re}^{1/5}$. Cette dépendance avec le nombre de Reynolds s'avère assez robuste puisqu'elle apparaît toujours dans les estimations reposant sur des modèles beaucoup plus complexes s'appuyant sur des simulations de dynamique de la lamelle et du bourrelet [30, 31].

On a fait l'hypothèse que l'énergie cinétique était totalement dissipée par viscosité sans prendre en compte les effets capillaires, ce qui s'approche d'un impact à faible nombre de Reynolds et faible nombre de Weber. Regardons maintenant comment la tension de surface du fluide peut influencer l'étalement maximal.

Effets capillaires

L'étalement sur surfaces surperhydrophobes permet de s'affranchir de la friction visqueuse et donc du nombre de Reynolds pour caractériser l'influence des effets capillaires et du nombre de Weber. Comme le suggèrent les phénomènes de rebonds, on peut considérer un équilibre faisant intervenir uniquement l'énergie de surface et l'énergie cinétique. On aboutirait alors à : $\rho \mathrm{R}_0^3 \mathrm{U}_0^2 \sim \gamma \mathrm{R}_{\max}^2$, ce qui se traduit en terme de nombre de Weber par $\mathrm{R}^*_{\max} \sim \mathrm{We}^{1/2}$.

Cependant, Clanet *et al.* [91] ont montré qu'expérimentalement les données tendent plutôt vers $\mathrm{R}^*_{\max} \sim \mathrm{We}^{1/4}$. On peut modéliser ce résultat en introduisant une longueur capillaire propre à l'impact. En effet lorsqu'une goutte est posée sur une surface, les effets de gravité tendent à étaler la goutte, si bien que lorsque l'on augmente son volume, une goutte atteint une épaisseur maximale, de l'ordre de la longueur capillaire : $l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ où g est l'accélération de la pesanteur. Par analogie avec la pesanteur, g, on considère une accélération effective, a, qui rend compte de la décélération brutale de la goutte et qu'on peut estimer par : $a \sim \frac{\mathrm{U}_0^2}{\mathrm{R}_0}$. On en déduit donc la longueur capillaire effective $h_{\max} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho a}}$. En explicitant l'accélération effective de la goutte, a, on obtient : $h_{\max} \sim \mathrm{R}_0 \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \mathrm{U}_0^2 \mathrm{R}_0}}$, donc en termes adimensionnés : $h^*_{\max} \sim \mathrm{We}^{-1/2}$. La conservation du volume nous dicte : $h_{\max} \mathrm{R}^2_{\max} \sim \mathrm{R}_0^3$ Donc $\mathrm{R}^*_{\max} \sim h^{*-1/2}_{\max}$. On aboutit alors à :

$$\mathrm{R}^*_{\max} \sim \mathrm{We}^{1/4}.$$

Ce modèle implique qu'il n'y a pas conservation énergétique lors de l'impact. Cela s'explique en partie par les recirculations de fluide qui ont lieu dans le bourrelet périphérique, comme l'ont montré Clanet *et al.* [91]. L'écoulement donne donc naissance à des rouleaux dans le bourrelet, ce qui entraîne un cisaillement à petite échelle et dissipe de l'énergie par viscosité à la périphérie de la goutte.

Pour limiter la friction visqueuse, d'autre méthodes existent, ainsi on peut citer les impacts sur cibles [43], les collisions de gouttes binaires [92], les impacts en régime de Leidenfrost [35, 84]. Comparons alors les différents résultats obtenus selon les dispositifs sur la Figure 1.16. On peut observer que tous les points se regroupent sur une courbe maîtresse, n'affichant pas d'exposant en loi de puissance robuste.

En particulier, lors d'impact en caléfaction [84], le facteur d'étalement semble suivre un

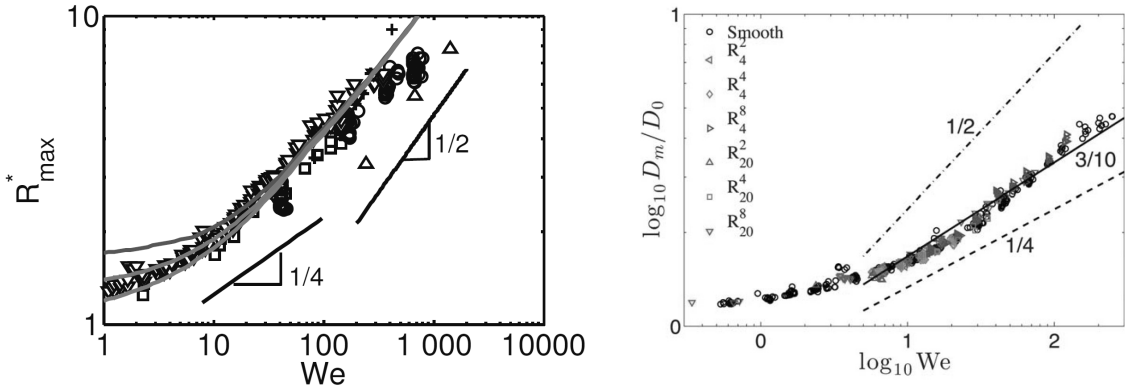

FIGURE 1.16 – Facteur d'étalement en fonction du nombre de Weber en échelle logarithmique selon les deux axes. À gauche, extrait de [35], ○ Leidenfrost sur surface lisse [35], ▽ Leidenfrost sur surface superhydrophobe [81], △ Collisions binaires de gouttes [92], □ Surfaces superhydrohpobes [91], ✚ Cibles [43]. À droite, extrait de [84], impact en régime Leidenfrost sur surfaces superhydrophobes.

régime qui s'éloigne de la dépendance $R^*_{max} \propto We^{1/4}$, et fait apparaître un exposant $\frac{3}{10}$. Tran *et al.* montrent que le flux d'évaporation sous la goutte génère un écoulement de vapeur centrifuge, susceptible d'entraîner du liquide et d'exacerber l'étalement de la goutte. Les différents ingrédients physiques qui interviennent sont les suivants :

- le flux d'évaporation sous la goutte qui relie la différence de température entre la température moyenne de la couche de vapeur et la température de la surface du liquide à la vitesse de la vapeur dans la couche de vapeur ;
- la portance qu'exerce la couche de vapeur sur la goutte, grâce à la surpression due à l'écoulement de Poiseuille ;
- la contrainte de cisaillement exercée par la vapeur sur le liquide à l'interface qui entraîne le liquide vers l'extérieur ;
- la tension de surface qui limite l'extension de la goutte et s'équilibre avec la contrainte de cisaillement exercée par la vapeur.

En considérant ces effets, on peut aboutir à l'expression suivante pour le facteur d'étalement [84] :

$$R^*_{max} \sim \left(\frac{\eta_v k_v \Delta T}{\rho_v \gamma l_v R_0}\right)^{1/10} We^{3/10}.$$

Ainsi, Tran *et al.* caractérisent un régime d'étalement qui tient compte de l'influence de la vapeur sous la goutte. Cependant, on peut objecter que le régime ne semble pas varier avec la température de la plaque. Or l'épaisseur de la couche de vapeur varie sensiblement avec cette température d'après les mesures de Chaze [83]. Les données semblent par ailleurs ne pas varier selon le liquide et les propriétés de la phase gazeuse alors que le modèle prévoit une faible dépendance.

On a présenté quelques modèles qui permettent d'estimer l'étalement maximal de la goutte, plus particulièrement en fonction du nombre de Weber dans des cas d'impacts à friction réduite.

On donnera dans le chapitre 3 une estimation de l'étalement maximal pour nos expériences. Nous verrons alors comment nos données se comparent aux différents modèles présentés.

Toujours dans les cas où la goutte n'adhère pas au substrat, la rétractation peut aboutir à un rebond total. Quelles informations peut-on tirer de la littérature sur le temps pendant lequel la goutte est en contact avec le substrat ?

1.7.2 Temps de vie de la lamelle et temps de contact de la goutte

Lorsque la goutte est susceptible de rebondir sur la surface d'impact, le temps de contact de celle-ci peut jouer sur les phénomènes de transport. Les impacts de gouttes sur surfaces superhydrophobes dans des applications antigel ont motivé des travaux visant à minimiser le temps de contact de la goutte [73, 65].

On peut considérer les oscillations inertio-capillaires dans le volume sphérique de la goutte pour estimer le temps de contact. Pour le mode l d'oscillation, la période peut s'écrire : $\mathrm{T}(l) = \frac{2\pi}{\sqrt{l(l-1)(l+2)}}\sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{\gamma}}$. Les modes $l = 1$ et $l = 2$ correspondent à une translation et à une oscillation de contraction/dilatation, interdite par l'incompressibilité du fluide. C'est pourquoi on les ignore. Lors d'un impact, la goutte s'étale en prenant une forme d'ellipsoïde aplati. Puis elle se rétracte pour revenir à une forme sphérique, enfin, elle s'allonge dans la direction verticale selon un ellipsoïde allongé avant de décoller. Ce mouvement correspond à une oscillation complète selon le mode $l = 2$. Ainsi, on peut approcher le temps de contact [93] par $\mathrm{T}(l = 2) = \pi\sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{2\gamma}}$. Les premiers travaux portant sur le temps de contact se sont concentrés sur des impacts à faible nombre de Weber. Dans ce cas-ci, Biance *et al.* [94] ont montré que le temps de contact d'une goutte en impact en régime Leidenfrost est indépendant de la vitesse d'impact mais varie avec le rayon de la goutte selon $t_c \propto \mathrm{R}_0^{3/2}$, ce qui corrobore le modèle d'oscillations propres d'une sphère ci-dessus. Les résultats extraits de [94] sont présentés dans la Figure 1.17.

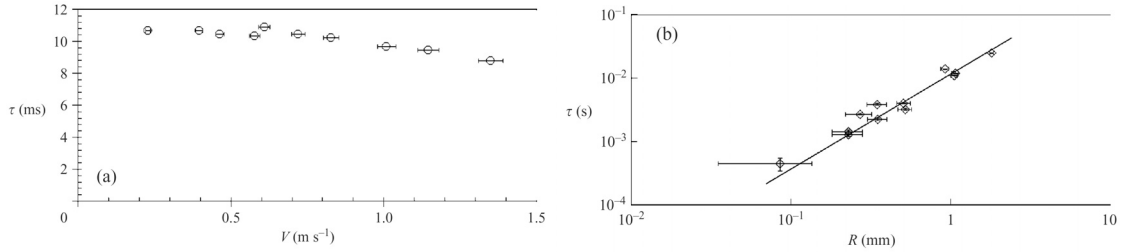

FIGURE 1.17 – À gauche, temps de contact en ms en fonction de la vitesse d'impact pour des gouttes de rayon $\mathrm{R}_0 = 1,06$ mm. À droite, en échelle logarithmique selon les deux axes, temps moyen de contact en secondes en fonction du rayon de la goutte. La courbe a une pente de 3/2.

Dans ce cas simple, Biance *et al.* montrent que le temps de contact s'écrit $\tau_c \propto \sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{\gamma}}$ avec un préfacteur $2,65 \pm 0,20$ légèrement plus élevé que le préfacteur de la période théorique, $\frac{\pi}{\sqrt{2}} \approx 2,2$. Cette estimation du temps de contact est valide au moins jusqu'à des nombres de Weber de l'ordre de la trentaine.

Ces travaux fixent le temps de contact lors d'un impact à faible friction avec une goutte entière. Par le façonnage de textures courbant l'interface fluide, certaines équipes sont parvenues à diviser le temps de contact par deux [73, 74] en scindant la goutte. Dans ce cas des exemples de telles scissions sont présentés en Figure 1.18.

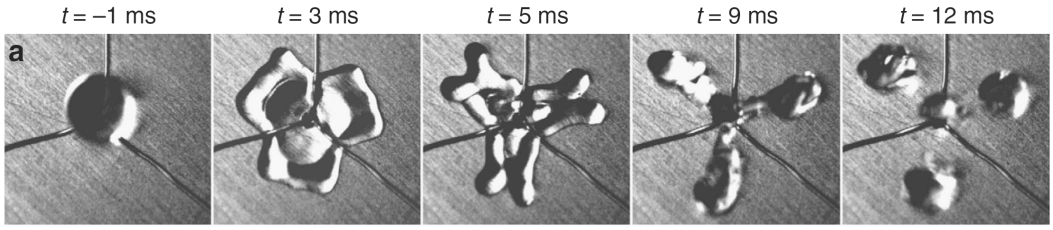

FIGURE 1.18 – Extrait de [74], impact de goutte d'eau de rayon $R_0 = 1,45$ mm à $U_0 = 0,9$ m/s sur une surface superhydrophobe texturée par un motif à trois branches.

Dans le cas illustré le temps de contact vérifie $t_c = \frac{\tau_{\text{osc}}}{\sqrt{3}}$. Par ailleurs, sur des textures en barreau d'une centaine de microns, Bird *et al.* [73] ont montré que la réduction du temps de contact pouvait s'écrire : $\frac{\Delta t}{\tau_{\text{osc}}} = \frac{\sqrt{6}}{6\left(1-\sqrt{1-\frac{a}{h}}\right)}$, où h est l'épaisseur de la lamelle et a l'épaisseur des textures. Ce modèle considère que c'est la vitesse de rétractation au sommet des textures qui dicte le temps de contact de la goutte. En approchant l'épaisseur de lamelle au sommet des texture par $h-a$, cette vitesse s'exprime : $v_{\text{text}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho(h-a)}}$. L'épaisseur de lamelle est considérée homogène, et se calcule par conservation du volume à l'étalement maximal. En effet, dans la gamme de nombres de Weber considérée (We = 30), la description de l'étalement par une goutte aplatie d'épaisseur homogène est encore acceptable. Aux nombres de Weber plus élevés, il faudrait décrire la goutte par une lamelle de fluide qui s'amincit au cours du temps. Dans le cas où les textures ont une épaisseur supérieure à l'épaisseur de liquide calculée à l'étalement maximal, on aboutit à un minimum du temps de contact de $\Delta t = \frac{\sqrt{6}}{6}\tau_{\text{osc}} \approx 0,4\tau_{\text{osc}}$.

Il s'avère donc que le temps de contact de la goutte se compare à la période des modes propres capillaires d'une goutte pour des nombres de Weber faibles (We < 30). Nous travaillerons à des nombres de Weber plus importants (de 30 à 300), pour lesquels la goutte prend la forme d'une lamelle avec bourrelet périphérique. On s'intéressera donc davantage au temps de vie de la lamelle, de l'impact à la rétractation.Nous présenterons nos résultats sur ce temps de vie au Chapitre 4 et verrons comment nos textures complexes en caléfaction l'affectent, ainsi que le temps de contact qui en découle.

Pour jouer sur le temps de contact, certains travaux mettent aussi en évidence une rupture de la lamelle [95, 72]. Dans de tels cas, on génère des sites de nucléation à partir desquels la lamelle se perce. Nous allons voir dans la partie suivante les phénomènes qui dictent la rupture d'un film de liquide.

1.8 Démouillage inertio-capillaire

Le phénomène de démouillage inertio-capillaire intervient dans la dynamique de rupture de films liquides. Il a fait l'objet d'études théoriques et de mesures expérimentales depuis déjà plusieurs décennies [96, 97]. Une telle rupture de film liquide peut avoir lieu, par exemple, lors de l'éclatement d'une bulle, comme illustré Figure 1.19.

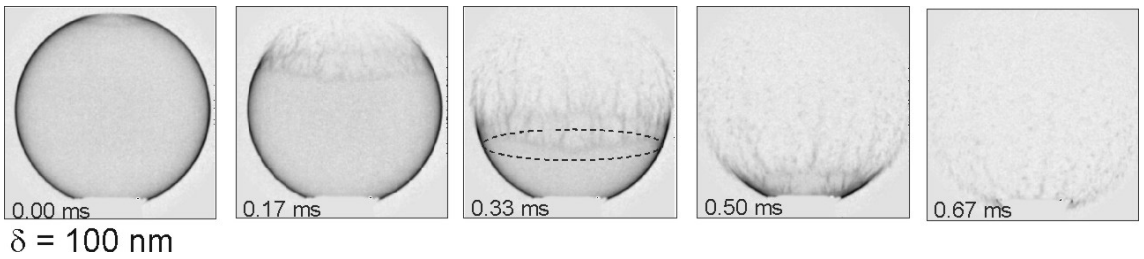

FIGURE 1.19 – Extrait de [98], clichés d'éclatement d'une bulle de savon avec un intervalle temporel entre clichés de $0,17$ ms.

Dans le cas d'une bulle, un film liquide sépare l'intérieur de la bulle du milieu extérieur. La loi de Laplace permet de quantifier la surpression à l'intérieur de la bulle. Pourtant, lorsque l'on opère une ponction locale du film liquide, l'éclatement ne se manifeste pas par une éjection de fluide vers l'extérieur, comme le suggérerait la surpression initiale. Les clichés montrent plutôt que le film liquide va se rétracter à partir du point de rupture. Les premiers travaux de rupture de film liquide ont cherché à quantifier la vitesse à laquelle le film liquide se rétracte, ce que nous allons présenter ci-dessous.

1.8.1 Observations expérimentales

Lors de la rupture, on peut repérer un trou circulaire de démouillage et mesurer son rayon. C'est ce que les travaux de Ranz [99] ont permis de faire dans une géométrie plane, lorsque l'on perce en son centre un film liquide arrimé sur le contour d'un cerceau. Le rayon du trou dans le film liquide croît alors à une vitesse constante, comme le montre la Figure 1.20.

Taylor [100] et Culick [97] se sont penchés sur des modèles théoriques permettant de prédire la vitesse d'ouverture de trous dans une lamelle de fluide.

1.8.2 Modèle de Taylor-Culick

Vitesse d'ouverture des trous

Lors du démouillage, on peut schématiser le processus par un bourrelet de fluide qui avance à la vitesse v_{Cu}, mu par les deux interfaces libres du film liquide comme l'illustre la Figure 1.21. On peut effectuer un bilan de quantité de mouvement sur un bourrelet fluide de longueur dr :

$$\frac{\mathrm{d}(mv)}{\mathrm{d}t} = 2\gamma \mathrm{d}r,$$

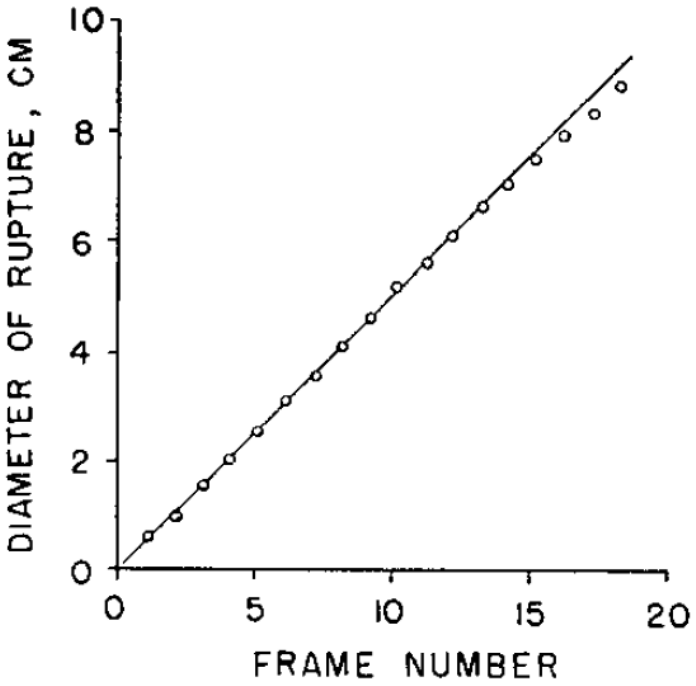

FIGURE 1.20 – Extrait de [99]. Rayon d'un trou de démouillage en mm en fonction du temps exprimé en trame à raison d'une acquisition à 2720 trame/s. La droite correspond à une vitesse de 700 cm/s.

où $2\gamma \mathrm{d}r$ tient compte du rappel capillaire exercée par les deux interfaces, supérieure comme inférieure.

On peut alors exprimer le flux de masse entrant dans l'élément de bourrelet en fonction de la géométrie du problème :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \rho v_{\mathrm{Cu}} h \mathrm{d}r$$

où ρ est la masse volumique du liquide et h l'épaisseur du film liquide. Le modèle de Taylor-

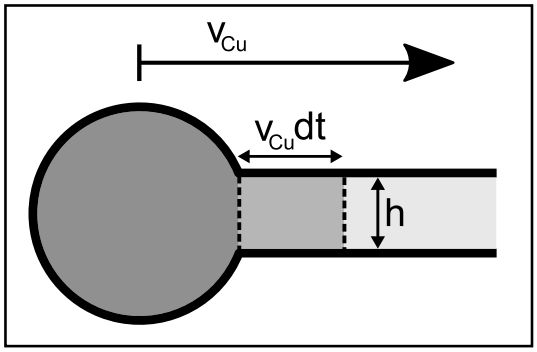

FIGURE 1.21 – Coupe transversale du bourrelet, la direction dr est orthogonale au plan

Culick admet une solution à vitesse constante qui s'écrit :

$$v_{\mathrm{Cu}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}. \tag{1.9}$$

Cette expression dépend de l'épaisseur du film, de la tension de surface, γ et de la masse volumique, ρ. Ces grandeurs justifient le qualificatif d'« inertio-capillaire ».

De façon alternative, un raisonnement concurrent par conservation d'énergie a également été proposé, que nous présenterons brièvement ci-après.

Bilan énergétique

On considère alors un élément du film liquide dont l'énergie de surface se transforme totalement en énergie cinétique au cours du rappel. On peut alors exprimer dE_c et dE_s les accroissements respectifs d'énergie cinétique de l'élément en translation et d'énergie de surface :

$$dE_c = \frac{1}{2}\mathrm{d}m v_{\mathrm{Cu}}^2,$$

$$dE_s = 2\gamma dS, \text{ où } dS = \frac{\mathrm{d}m}{\rho h},$$

ce qui aboutit à l'expression

$$v_{\mathrm{Cu}} = \sqrt{\frac{4\gamma}{\rho h}}.$$

Cette expression de la vitesse du rappel inertio-capillaire diffère d'un facteur $\sqrt{2}$ de la précédente. Cependant, les résultats [97, 99] montrent que c'est bien l'expression de l'équation 1.9 qui correspond aux relevés. On en déduit ainsi qu'il n'y a pas de conservation énergétique lors du rappel inertio-capillaire. On peut supposer que comme pour l'étalement maximal d'une goutte sur surface superhydrophobe [91], une recirculation va se développer dans le bourrelet en rétractation et causer de la dissipation visqueuse. Buguin *et al.* [101] ont montré que pour le démouillage sur une surface lisse, des ondes inertio-capillaires précèdent le bourrelet lors de son avancée. La piste de résistance de vague en amont du bourrelet peut aussi être source de dissipation. Dans ce cas, le cisaillement de fluide a lieu à de très petites échelles juste en amont du bourrelet.

On retiendra donc que lorsqu'il y a rupture d'un film liquide, un bourrelet se rétracte à la vitesse constante $v_{\mathrm{Cu}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}$, où γ est la tension de surface du fluide, ρ sa masse volumique et h son épaisseur. Cette vitesse ne tient pas compte du processus initial qui permet de rompre la lamelle. Les travaux de Taylor [96] permettent par ailleurs de donner un critère d'apparition des trous de démouillage.

Stabilité des films liquides et critère de croissance d'un trou

On a montré que la vitesse de croissance d'un trou prend une valeur précise. Cependant, on n'a pas étudié sous quelles conditions le trou était amené à se former. Taylor *et al.* ont réalisé des travaux [96] sur la rupture de films de liquide. Lors d'expériences, ils percent localement un film de mercure au moyen de poinçons de rayon fixé. Les auteurs montrent qu'il existe alors un rayon critique en dessous duquel les trous percés dans le film se referment spontanément et au-dessus duquel les trous percés s'ouvrent. Ce rayon critique dépend de l'épaisseur du film de mercure à percer.

Afin de prédire la stabilité de trous dans une lamelle à interfaces libres, Taylor *et al.* modélisent une lamelle rompue par un profil de caténoïde. C'est ce profil qui correspond à la surface à l'équilibre d'un film liquide arrimé au bords de deux cerceaux parallèles et annulant sa courbure. Dans ce modèle on considère qu'une lamelle percée adopte un profil caténoïde étiré par rapport à sa position d'équilibre. Cela implique qu'un trou affecte le profil d'épaisseur sur toute son étendue pour répartir la courbure. Or de telles déformations de surface à grande échelle ne peuvent pas se déplacer plus rapidement que la vitesse des ondes capillaires dans le film. C'est pourquoi on préfère un critère avancé par Lastakowski [35], selon lequel le trou ne déforme que localement la lamelle, comme sur la Figure 1.22.

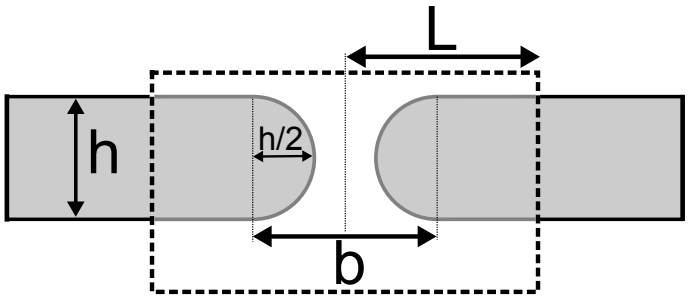

FIGURE 1.22 – Schéma en coupe transversale de la lamelle percée d'épaisseur h, affectée sur le diamètre b. En rouge apparaît la surface de l'interface sur une zone de rayon fixe, L.

Dans ce modèle, le bord du trou correspond à un demi-tore de révolution, dont le petit rayon vaut $\frac{h}{2}$ et le grand rayon vaut b. En d'autres termes le trou n'affecte la lamelle que sur une taille de l'ordre de b. On considère alors l'énergie de surface d'une lamelle percée comprise dans une boîte cylindrique fixe de rayon L. Cette énergie E_s s'exprime alors : $E_s = 2\pi\gamma\left(L^2 - \frac{b^2}{4}\right) + \gamma\pi^2 h\left(\frac{b}{2} - \frac{h}{\pi}\right)$. Le critère de croissance d'un trou est donné par $\frac{\partial E_s}{\partial b} = 0$ et aboutit à

$$\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi} \approx 0,637.$$

Lorsque la lamelle est plus fine que le critère $0,637b$, percer un trou minimise sa surface. Lorsqu'elle est plus épaisse que le critère, percer un trou augmente la surface. Ainsi, lorsque l'on perce un trou trop petit par rapport à l'épaisseur de film, celui ci se referme spontanément. Cela corrobore les observations de Taylor *et al.* sur l'ouverture d'un film de mercure [96]. Quantitativement, les travaux de Taylor *et al.* font intervenir des intégrations numériques,

réalisées par Latham, et ne donnent pas de formule explicite du rayon critique d'un trou en fonction de l'épaisseur de lamelle. Malheureusement, les profils de rayon critique présentés dans l'article [96] ne remontent pas jusqu'à des épaisseurs aussi fines que celles rencontrées en impact (valeur typique entre 10 et 100μm). Les courbes $b(h)$, où b est le rayon critique d'ouverture des trous et h l'épaisseur du film, n'affichent pas de dépendance linéaire, contrairement au modèle local qui aboutit à $\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi}$.

Un autre modèle de type $h \propto b$ pour le critère d'apparition des trous est avancé dans les travaux de Biance *et al.* [95]. Exposons brièvement les résultats en question dans le contexte d'impact de goutte.

1.8.3 Impacts de gouttes sur défauts et stabilité de la lamelle

Les impacts de gouttes permettent de générer des films minces de liquide. En effet, lors d'un impact, une lamelle s'établit et un bourrelet périphérique vient la border. En cas de rupture de la lamelle, on peut espérer observer un démouillage inertio-capillaire tel que décrit dans la partie précédente.

Description et phénoménologie

En jouant sur la texture de la surface, on peut rompre la lamelle et déclencher un démouillage inertio-capillaire. Ainsi, Biance *et al.* [95] utilisent des défauts ponctuels pour poinçonner la lamelle lors d'un impact en caléfaction. Le défaut, une bille de verre de diamètre variable, est fritté sur le substrat par cuisson. Lors d'un impact, le défaut sphérique parvient alors à nucléer un trou dans la lamelle comme l'illustre la Figure 1.23

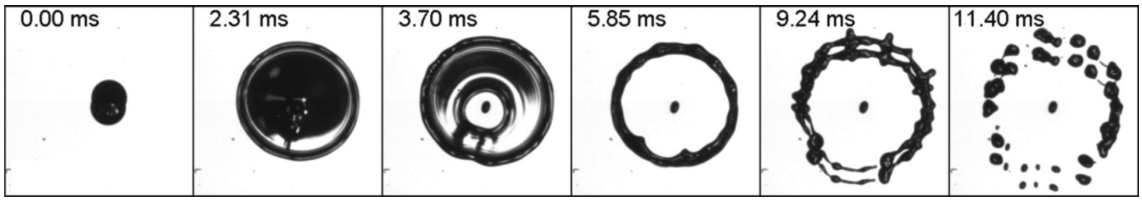

FIGURE 1.23 – Impact d'une goutte d'Isopropanol de rayon 1 mm au nombre de Weber We = 170 sur un défaut de diamètre $b = 400$ μm.

Sur l'impact présenté, un trou nuclée dans la lamelle à partir du deuxième cliché. Cette rupture de la lamelle reste observable lorsque l'on excentre légèrement le défaut du point d'impact d'une distance d. Les images permettent alors de relever le temps auquel la lamelle se perce, ainsi que le rayon d'un trou.

Vitesse d'ouverture des trous

Lastakowski [35] a extrapolé des vitesses d'ouverture à partir des relevés du rayon du trou en fonction du temps. La Figure 1.24 est extraite de [35] et représente les vitesses d'ouverture

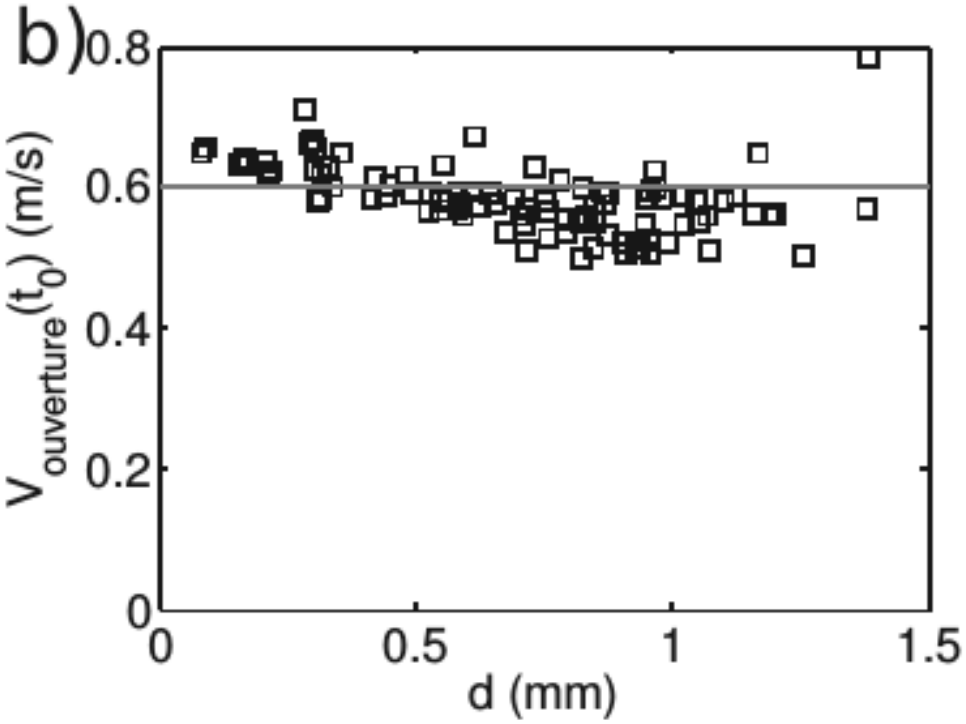

FIGURE 1.24 – Vitesses d'ouverture de trous en fonction de la distance entre défaut et point d'impact. Les impacts de goutte de rayon $R_0 = 1,15$ mm se font à We = 257.

en fonction de la distance entre défaut et point d'impact. On verra par la suite en quoi cette distance affecte le trou de démouillage.

Les résultat permettent de dégager une vitesse moyenne d'ouverture des trous de l'ordre de $0,6$m/s. Cette vitesse de démouillage peut être comparée à la vitesse d'ouverture via le mécanisme de rappel inertio-capillaire, $v_{\mathrm{Cu}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}$, construite à partir de l'épaisseur de lamelle notée h. L'estimation de l'épaisseur avec le modèle d'Eggers adapté sur les mesures retourne une valeur d'épaisseur de lamelle au moment de la nucléation de l'ordre de 150μm, ce qui conduit à une vitesse de rappel $v_{\mathrm{Cu}} = 0,54$ m/s. Avec un écart de 10%, cette valeur modèle est en accord avec la vitesse de démouillage expérimentale. Puisque les vitesses concordent, nous pouvons nous intéresser à la stabilité de la lamelle.

Critère de rupture de la lamelle

On cherche ici à faire ressortir un critère de rupture de la lamelle, α tel que $h = \alpha b$. Avec des considérations d'énergie de surface on a précédemment trouvé une valeur théorique $\alpha = \frac{2}{\pi}$.Une première méthode consiste à comparer la vitesse d'ouverture expérimentale à la vitesse $v_b = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho b}}$, construite à partir du diamètre du défaut, $b = 202$ μm. On peut alors déduire α du rapport entre la vitesse moyenne mesurée expérimentalement de $v_{\mathrm{ouv}} = 0,6$m/s et la vitesse théorique de $v_b = 0,46$m/s. La formule qui relie la vitesse de Taylor-Culick à l'épaisseur du film permet d'aboutir à : $\alpha = \left(\frac{v_{\mathrm{b}}}{v_{\mathrm{ouv}}}\right)^2$. Cela nous permet de quantifier le critère de rupture de la lamelle : $h = 0,60b$. Cette valeur est assez proche du critère théorique que l'on a introduit

précédemment $\alpha_{\text{th}} = \frac{2}{\pi} \approx 0,637$.

Une autre méthode pour estimer un critère de rupture α consiste à simplement comparer l'estimation de l'épaisseur de lamelle $h \approx 150\mu$m au diamètre du défaut $b = 202\mu$m. Cela aboutit au critère de rupture $h = 0,74b$. Cette valeur, quoique plus éloignée de la valeur théorique $\alpha_{\text{th}} = \frac{2}{\pi}$ que l'estimation précédente, demeure convenable. D'après les travaux de Lastakowski *et al.* [35], on peut conclure que le critère $h = \frac{2}{\pi}b$ semble être acceptable.

Jusqu'à présent, on a considéré que le rappel inertio-capillaire d'une goutte en impact était analogue à celui d'un film de liquide statique. Regardons comment l'écoulement de fluide dans la lamelle de fluide affecte néanmoins la dynamique du trou.

Advection du trou de démouillage par l'écoulement

Lorsque l'impact est légèrement excentré du défaut, le trou de démouillage est translaté vers l'extérieur. Lastakowski *et al.* relèvent le rayon du barycentre des trous de démouillage en fonction du temps pour différents impacts. Ils en dégagent alors une vitesse de translation initiale des trous comme le montre la Figure 1.25.

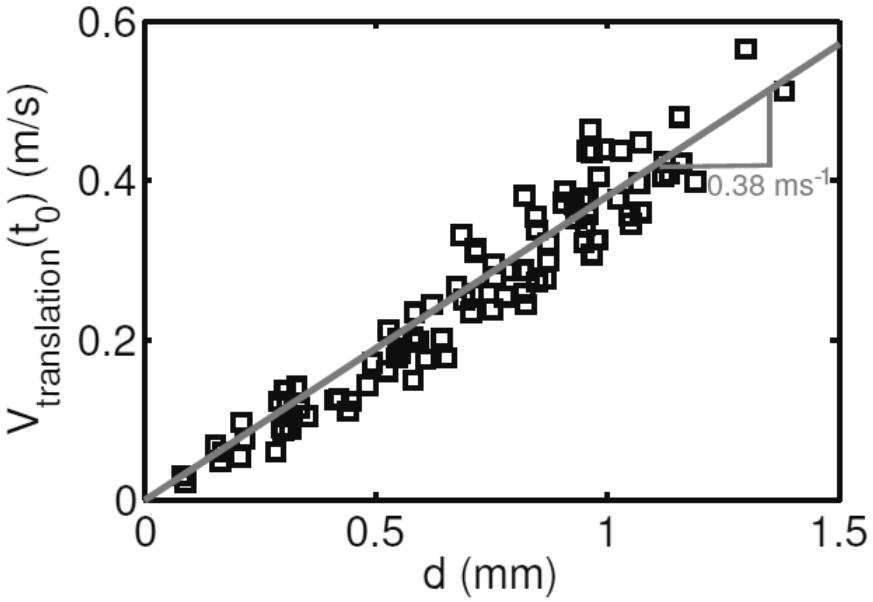

FIGURE 1.25 – Figure extraite de la thèse d'Henri Lastakowski. Vitesse de translation du barycentre d'un cercle de démouillage en fonction de l'excentricité, d, pour une série d'impacts $\mathrm{R_0} = 1,15$ mm et $\mathrm{U_0} = 2,2$ m/s.

La pente qui se dégage de cette courbe est à comparer au champ de vitesse dans la lamelle, qui pour un cercle s'ouvrant à $\mathrm{t_0}$ à la distance d, vaut $v = \frac{d}{\mathrm{t_0}+\tau}$. Expérimentalement, le temps d'ouverture du cercle vaut $\mathrm{t_0} = 2,05$ ms et $\tau = 0,52$ ms. Théoriquement, la pente $\frac{v_{\text{translation}}}{d} = \frac{1}{\mathrm{t_0}+\tau} = 1/2,57 = 0,39$ $(\text{ms})^{-1}$ ce qui correspond à la valeur expérimentale de $0,38$ $(\text{ms})^{-1}$. En somme, l'écoulement advecte bien le centre des trous de démouillage à la vitesse de la lamelle, $v(r,t) = \frac{r}{t+\tau}$.

Les travaux en impacts sur défauts réalisés précédemment dans l'équipe [95, 35] se sont donc surtout penchés sur la dynamique de rupture de la lamelle et ont montré que les trous suivent un rappel inertio-capillaire de Taylor-Cuclick. On pourra tout de même noter que les impacts sont réalisés dans une zone restreinte de 1 mm autour du défaut. Le cas des impacts plus excentrés n'a pas été abordé mais le sera dans le cadre de cette thèse.

Autres cas de démouillage avec des gouttes

Dans un des cas précités où les interfaces sont libres, on a évoqué les expériences d'impacts sur cibles. Les travaux de Vernay *et al.* [29] correspondent à cette situation. Dans ses travaux, Vernay utilise une émulsion comme liquide en impact pour déclencher la rupture de la lamelle. Les gouttes de liquide non-miscible génèrent des trous dans la lamelle lorsque celle-ci s'affine jusqu'à atteindre le diamètre des gouttelettes de l'émulsion. Ces travaux ont particulièrement mis l'accent sur la distribution des gouttelettes, en taille comme en nombre et ont montré que l'émulsion se fragmente en gouttelettes plus grosses qu'un fluide monophasique. Cette propriété trouve son intérêt dans l'épandage agricole, puisque les gouttelettes les plus grosses sont moins susceptibles de dériver hors des zones de culture.

Dans un autre contexte, on peut citer les travaux de Raufaste *et al.* [102] qui étudient des gouttes en régime de Leidenfrost confinées entre deux plaques surchauffées parallèles. Les goutte les plus larges sont susceptibles de se rompre. La dynamique d'ouverture des trous qui en résultent est alors dictée par un modèle de rappel inertio-capillaire. Mais dans ce cas, à cause du confinement, la périphérie de la goutte va affecter la dynamique d'ouverture du trou, qui ne peut plus être considéré comme isolé.

Pour finir sur les études récentes s'intéressant à des dynamiques de démouillage de lamelles liquides, on peut enfin citer les travaux de Chantelot *et al.* [72] qui consistent en des impacts de gouttes sur une surface lisse avec un défaut de plusieurs centaines de microns. Le substrat, défaut inclus, est traité par un revêtement superhydrophobe. Le défaut déclenche alors la rupture de la lamelle. Lorsque le trou de démouillage atteint le bourrelet périphérique, le rebond de la goutte a lieu. Lorsque les impacts sont centrés sur le défaut, le temps de contact peut être divisé par deux par rapport à un impact sans défaut. Dans ce cas, stimuler la nucléation de trou dans la lamelle permet diminuer le temps de contact de la goutte.

Les textures permettent donc de jouer sur le temps de contact de la goutte par des phénomènes de rupture, ce qui renforce l'influence de la texture sur l'impact. Maintenant que nous avons fait le tour des phénomènes physiques que l'on peut rencontrer lors d'un impact en caléfaction, présentons un dernier exemple de couplage liquide/substrat qui va introduire les motivations et problématiques précises de ce travail de thèse.

1.9 Motivations et plan de la thèse

On vient de voir que les travaux d'impacts sur surfaces texturées ont particulièrement mis l'accent sur les grandeurs globales de l'impact [73, 74, 72]. Au-delà de ces répercussions globales, on peut aussi remarquer que lorsqu'une goutte heurte une surface texturée en réseau, la symétrie circulaire de l'étalement peut être rompue.

Calliès-Reyssat a montré dans ses travaux de thèse [103] que le bourrelet périphérique pouvait être déstabilisé lors d'impacts sur surfaces superhydrophobes dont les rugosités sont ordonnées en réseau. La lamelle peut même être déformée lors de tels impacts, comme on peut le voir sur la Figure 1.26 extraite de [103].

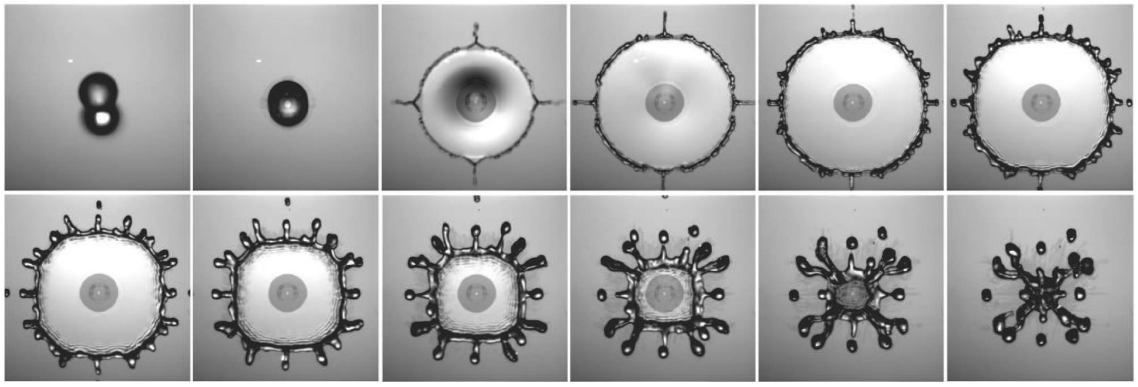

FIGURE 1.26 – Extrait de [103], impact de goutte d'eau de $1,9$ mm de rayon à une vitesse de $2,8$ m/s sur des surfaces superhydrophobes dont les rugosités sont ordonnées en réseau. L'intervalle entre images vaut 1 ms.

Des excroissances de fluide émergent dans les directions propres du réseau de défauts micrométriques qui constitue la surface superhydrophobe. La rétractation qui s'ensuit déforme la lamelle de fluide et lui confère un contour carré. Calliès-Reyssat a montré que l'étalement comme la rétractation sont favorisés dans les direction où l'air piégé sous la goutte peut le mieux s'écouler c'est-à-dire dans les allées entre les rugosités de la surface. On qualifie alors ce phénomène d'impact cristallographique. Ainsi, la texture micrométrique de la surface affecte la géométrie de l'étalement.

1.9.1 Des impacts cristallographiques à un défaut unique

Pour cerner les mécanismes responsables de ce phénomène, nous avons cherché à simplifier la situation, pour ne considérer qu'un seul défaut micrométrique. Le but est de se placer dans un état analogue à celui d'une goutte en étalement sur une surface superhydrophobe. Il faut donc obtenir un couplage entre liquide et substrat qui soit très faible, sauf au niveau du défaut unique. Pour nous placer dans un tel état, nous avons recours au régime de Leidenfrost comme le montre la Figure 1.27. Dans le cas d'un impact en caléfaction sur un défaut unique, on a alors cherché à savoir comment l'étalement de la lamelle était perturbé par la présence du défaut. On

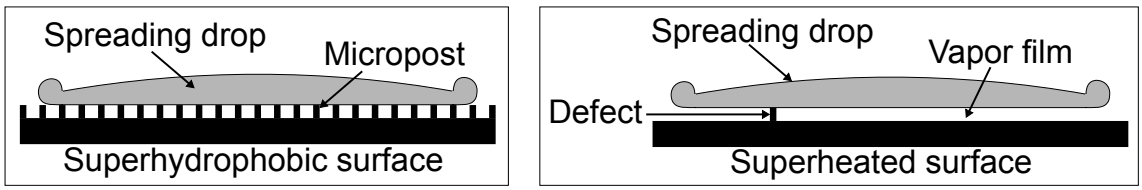

FIGURE 1.27 – À gauche : schéma d'une goutte en étalement sur surface superhydrophobe. À droite : schéma d'une goutte en étalement dans un régime de Leidenfrost sur un substrat lisse avec défaut unique.

a aussi voulu vérifier la présence d'excroissances comparables à celles observées lors d'impacts cristallographiques, que nous appelons des lobes, dont nous avons ensuite tenté de caractériser la dynamique.

1.9.2 Du défaut unique à quelques défauts

Pour nous rapprocher des surfaces superhydrophobes texturées réelles, nous avons réalisé des impacts sur plusieurs défauts, au nombre de deux à quatre. Dans ce cas particulier, ces défauts multiples ont essentiellement permis de déclencher la rupture de la lamelle depuis différents sites, et de faire interagir les trous de démouillage entre eux. Nous avons alors caractérisé des grandeurs telles que le temps de contact ou le temps de vie de la lamelle dans ces situations.

1.9.3 Contrôler la forme de la goutte grâce à la texture du substrat

Un autre point remarquable des impacts cristallographique est la capacité de la texture à déformer la goutte. On peut par exemple observer sur la Figure 1.26 pour les impacts sur un réseau de plot que la symétrie circulaire disparaît lors de l'étalement, et que la goutte forme une structure carré ou octogonale. Nous avons donc cherché grâce à des textures plus complexes à contrôler ces motifs, en endiguant l'étalement localement.

Le travail présenté tentera de répondre à ces différentes problématiques dans l'ordre annoncé dans la partie qui suit.

1.9.4 Plan de la thèse

Dans un premier temps, nous avons considéré des défauts uniques cylindriques. On présentera dans le deuxième chapitre le dispositif expérimental ainsi que le protocole de fabrication des substrats à textures localisées. On décrira ensuite les régimes de recouvrement des défauts uniques, en fonction de deux paramètres de contrôle : le nombre de Weber et la distance radiale entre point d'impact et défaut. On décrira comment ces défauts parviennent ou non à endiguer l'avancée de la lamelle. Grâce à notre connaissance fine des champs de vitesse et d'épaisseur, les transitions entre régimes d'endiguement seront quantitativement expliquées.

Dans le troisième chapitre nous nous pencherons sur la dynamique des excroissances que génère un défaut unique. On proposera deux modèles faisant intervenir tous deux des dynamiques de rappel inertio-capillaire. Mais les modèles se distinguent l'un de l'autre par la géométrie selon laquelle on tient compte du rappel inertio-capillaire. Dans un cas on considérera des effets au voisinage du défaut, tandis que dans l'autre cas, on se placera au niveau global de toute la goutte. Pour les deux modèles on déterminera la plage temporelle de validité ce qui aboutira à une description complète de la dynamique des excroissances pendant l'impact.

Dans un dernier chapitre, nous présenterons nos résultats sur des textures plus complexes. On commencera avec des substrats à plusieurs défauts ponctuels. La stabilité de la lamelle, plus particulièrement le seuil de rupture de celle-ci, constituera un premier objet d'étude. On présentera des simulations de pavage de la lamelle pour rendre compte du motif de fluide à la fin de la fragmentation de la goutte. On s'intéressera en particulier au temps de vie de la lamelle. Ensuite, un deuxième type de textures complexes sera abordé : les intersections de canaux. On verra comment ces textures parviennent à endiguer la goutte pour favoriser son étalement dans certaines directions. On exposera alors les mesures d'étalement maximal ainsi que de temps de vie de la lamelle. En dernier type de textures complexes, on traitera le cas des rugosités circulaires. On cherchera à confiner la goutte à l'intérieur du périmètre des rugosités. On verra comment les textures circulaires peuvent aussi déstabiliser une partie de la lamelle pour la rompre et on s'intéressera encore au seuil de rupture de la lamelle. On présentera enfin les mesures de temps de vie de la lamelle sur ces textures.

Chapitre 2

Défaut unique

Comme première étape dans notre cheminement de l'étude du couplage liquide/substrat lors de l'impact d'une goutte, nous nous concentrons sur une rugosité la plus simple possible : un défaut unique micrométrique sur un substrat lisse. Nous nous plaçons par ailleurs dans un régime de caléfaction afin de limiter le contact et l'interaction avec le substrat au seul défaut micrométrique. Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord les protocoles de micro-fabrication mis en œuvre pour obtenir des substrats avec un plot unique résistant aux conditions de travail, en particulier de haute température. Par la suite, le dispositif expérimental pour l'étude des impacts sera détaillé. Enfin, les différents régimes observés seront décrits et appréhendés par des modèles simples. En particulier, nous nous intéressons à l'ancrage, ou non, de la goutte sur le défaut.

2.1 Méthodes expérimentales

Pour réaliser des surfaces lisses avec un défaut micrométrique contrôlé, différentes options s'offrent à nous. Nous allons d'abord présenter la méthode expérimentale utilisée dans les travaux antérieurs à cette thèse au sein de l'équipe.

2.1.1 Réalisations antérieures par frittage d'une bille de verre

Des expériences d'impacts en caléfaction sur défaut unique ont déjà été réalisées dans l'équipe de recherche avant le début de cette thèse [95]. Le dispositif d'alors consistait en une plaquette de silicium poli sur laquelle on venait fritter des billes de verre micrométriques. L'opération de frittage est réalisée par une cuisson de la plaquette de silicium sur laquelle plusieurs billes de verres sont posées, pendant vingt minutes à 800°C. Lors de cette cuisson, le silicium de la plaquette ainsi que la surface de la bille se ramollissent, si bien qu'après un refroidissement de plusieurs heures, la bille est frittée sur le substrat.

Avantages des surfaces frittées

Les substrats ainsi façonnés possèdent l'avantage de bien conduire la chaleur lorsque l'on chauffe la plaquette de silicium pour atteindre un régime de Leidenfrost. En effet, la conductivité thermique du verre qui compose la bille garantit une température suffisamment élevée au sommet des défauts sphériques si bien que le régime de Leidenfrost dynamique est maintenu sur le défaut. Cependant ce type de substrat n'est pas optimal et connaît quelques limites que nous détaillons maintenant.

Inconvénients des surfaces frittées

Bien que la surface d'adhésion entre la bille de verre et la plaquette en silicium soit suffisante pour assurer un transfert de chaleur convenable, l'assemblage n'est pas robuste. Ainsi de faibles contraintes mécaniques peuvent suffire à désolidariser la bille du substrat. C'est le cas par exemple lorsque l'impact correspond à un régime d'ébullition de contact, tel que décrit dans le Chapitre 1 Partie 1.3. Cette situation se rencontre en début de séance expérimentale, lorsque le substrat est en train de chauffer et qu'il n'a pas encore atteint la température de Leidenfrost dynamique. D'autre part les billes sont posées sur le substrat au dernier moment avant la cuisson, à savoir, une fois que la plaquette de silicium est enfournée. Une telle manipulation empêche un contrôle de l'emplacement du défaut. Enfin les défauts sont nécessairement sphériques et de tailles variables qu'il n'est pas aisé de fixer. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de développer une autre méthode d'élaboration des textures sur les substrats, qui permette un meilleur contrôle de la forme et de l'emplacement des défauts : la photolithographie.

2.1.2 Préparation des surfaces par lithographie avec résine photosensible

La photolithographie est une méthode expérimentale issue de la microélectronique qui s'est développée dans les années quatre-vingt-dix avec l'essor de la fabrication de dispositifs microfluidiques. Cette méthode consiste à générer des motifs contrôlés sur une surface. D'abord, on étale une résine photosensible. Puis on sélectionne les zones d'intérêt où l'on active la réticulation de la résine. Enfin on dissout le reste de la résine non réticulée afin de ne conserver que les motifs désirés sur le substrat. Pour fabriquer nos surfaces, nous avons eu recours à l'expertise de Rémy Fulcrand, ingénieur de recherche dans notre équipe, et avons utilisé l'équipement d'une des salles blanches de l'Institut Nanotechnologique de Lyon (INL). Dans le cadre des impacts sur défaut unique, on a lithographié des défauts cylindriques de rapport d'aspect fixé tel que le rayon des défauts soit égal à leur épaisseur. Les épaisseurs et rayons des défauts cylindriques varient de 36 à 150 μm. Nous avons suivi un protocole expérimental précis décrit ci-dessous.

2.1.3 Protocole expérimental de photolithographie avec résine sèche

Pour générer des défauts micrométriques contrôlés sur une plaquette de silicium, nous avons procédé en différentes étapes.

- On réalise une enduction centrifuge sur le substrat d'une couche d'épaisseur contrôlée de résine photosensible, la référence SU8 3050 du fabricant Microchem^{TM}. La plaquette de silicium est positionnée sur une plaque tournante. Après avoir déposé un volume précis de résine sur le substrat, on active la rotation qui va permettre l'étalement de la résine et l'éjection d'excédent pour atteindre l'épaisseur de résine désirée. Des abaques établies par Rémy Fulcrand lors de ses travaux de thèse [104] avec la même référence de résine photosensible nous permettent de contrôler l'épaisseur du film de résine en fonction de la vitesse et de la durée de la rotation. Typiquement, on réalise une enduction en deux phases, une première phase à 500 tr/min pendant 10 s suivie d'un phase de 30 s à une vitesse entre 1000 et 2000 tr/min.
- On procède à une cuisson du substrat enduit de résine pour évaporer les solvants contenus dans la résine et activer un thermodurcissement. Cette cuisson se fait en deux étapes afin d'échelonner la montée en température et d'éviter tout décollement de résine qui pourrait résulter de la dilatation thermique de la plaquette de silicium. Ainsi, on cuit d'abord le substrat à 65°C pendant 3 min, puis à 95°C pendant une durée de 20 à 45 min selon l'épaisseur de résine.
- On insole par des rayons ultraviolets (longueur d'onde 365 nm) le substrat à travers un masque sélectif limitant l'exposition aux seules zones d'intérêt. Encore une fois des abaques nous permettent de quantifier l'énergie d'insolation nécessaire à la réticulation de la résine en fonction de l'épaisseur de celle-ci. La puissance de la lampe, 9 mW, permet donc de calculer la durée d'insolation, qui s'étale de 15 à 45 s. Nous avons préalablement dessiné au moyen du logiciel CLEWIN^{TM} le contour des masques et les avons envoyés pour impression à une entreprise extérieure. Les masques souples sont des négatifs des motifs à lithographier, c'est-à-dire qu'ils sont transparents aux rayonnements UV sur les motifs et opaques pour les zones hors intérêt.
- On recuit le substrat afin d'achever la réticulation sur les zones exposées aux rayons. On procède à nouveau en deux phases : 1 min à 65°C puis 3 min à 95°C.
- On dissout la résine non réticulée par immersion du substrat dans un bain de solvant sélectif, du Propylene Glycol Methyl Ether Acetate (PGMEA), qui dissout la résine excédentaire qui n'a pas été insolée, tout en laissant intacts les motifs réticulés. Cette étape est appelée développement.
- On rince le substrat à l'Isopropanol afin d'enlever le solvant qui sert au développement. Cette étape permet de s'assurer que l'excédent de résine non insolée a bien été dissout lors du développement, puisque de tels dépôts laissent apparaître des traces lors de l'évaporation de l'Isopropanol.
- On mesure au profilomètre mécanique (Dektat^{TM}) le diamètre et l'épaisseur des défauts

lithographiés.

On a par ailleurs examiné l'aspect d'un défaut, après une série d'impacts, au moyen d'un profilomètre optique (Bruker^{TM}). Le profil de la surface est affiché sur la Figure 2.1.

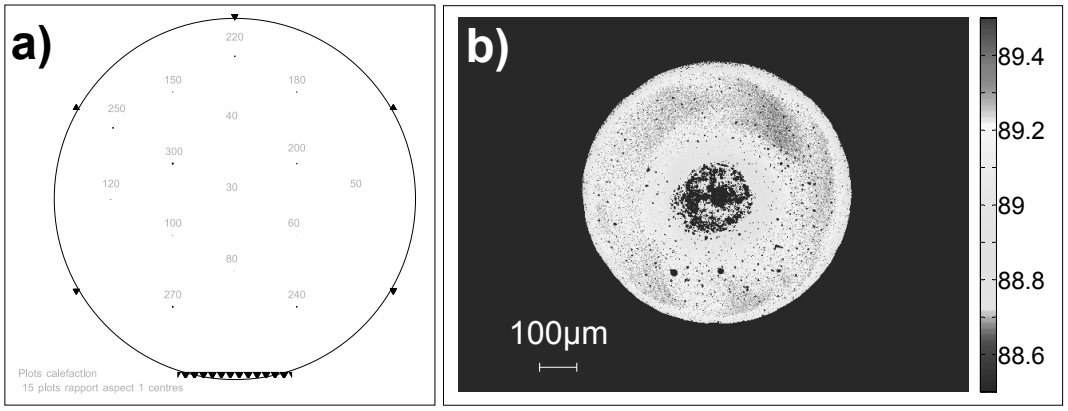

FIGURE 2.1 – **a)** Négatif du masque servant à la lithographie ; les plots sont en noir, les tailles correspondantes sont en cyan. Le cercle noir permet l'alignement sur une plaquette de silicium de quatre pouces de diamètre. **b)** Profil d'un défaut de 270 μm de rayon après une série d'impacts. Les points bleus au centre du défaut correspondent à des valeurs erratiques du profilomètre optique.

On remarque ainsi que les séries d'expériences d'impacts ne détériorent pas les défauts. Par rapport au mode de fabrication antérieur à base de billes frittées, le protocole de préparation des substrat par photolithographie apporte plusieurs avantages que nous allons lister.

2.1.4 Avantages de la photolithographie

Contrôle de la positon et de la taille des défauts

Contrairement aux surfaces réalisées par frittage d'une bille de verre, la lithographie offre un bien meilleur contrôle sur les défauts. On est à même d'optimiser le positionnement des défauts sur la plaquette afin d'éviter qu'une goutte en étalement ne puisse toucher deux défauts voisins. En effet la distance entre défauts voisins est supérieure à 2 cm ce qui dépasse l'étalement maximal de goutte. On maîtrise aussi parfaitement la forme des défauts, fixée par le masque et choisie cylindrique. L'épaisseur, notée a, des défauts est aussi contrôlée lors de l'enduction centrifuge.

Résistance mécanique

Les défauts générés par photolithographie sont parfaitement solidaires de la surface puisque toute leur base circulaire est en contact avec la plaquette de silicium et nous n'avons pas eu avec ce procédé de décollement comme avec les billes. De plus, les défauts résistent aux températures requises pour garantir le régime de Leidenfrost pendant l'impact, à savoir de l'ordre de 250°C, la limite de détérioration de la résine étant de 290°C. Par ailleurs l'aspect cylindrique du défaut

après séries d'impacts, présenté Figure 2.1, prouve bien que les défauts ne sont pas érodés ou détériorés par les impacts.

Malgré ces avantages, la fabrication par photolithographie nécessite tout de même de faire quelques concessions.

2.1.5 Limites de la photolithographie pour la préparation de substrats

Contrôle d'épaisseur

Les abaques que l'on utilise nous permettent de parfaitement contrôler l'épaisseur de résine au centre de la plaquette circulaire de silicium. Cependant lors de la phase de cuisson, l'évaporation des solvants tend à générer des écoulements induits par un gradient de tension de surface, si bien que la couche de résine initialement uniforme sur le substrat tend à s'épaissir sur les bords. Ainsi on constate que les défauts aux bords de la plaquette peuvent atteindre une épaisseur jusqu'à 10% plus élevée que les défauts centraux. Un contrôle par profilométrie nous permet de quantifier ce biais et de mesurer avec une précision sub-micrométrique l'épaisseur des défauts.

Conduction de chaleur et température en surface des défauts chauffés

Lors des expériences, on chauffe les substrats à des températures de l'ordre de 250°C. Malheureusement, la conductivité thermique de la résine est de l'ordre de $\lambda \approx 0,25\ \mathrm{W \cdot m \cdot K^{-1}}$, ce qui est environ cinq fois plus faible que la conductivité thermique de la silice. La résine ne conduisant pas efficacement la chaleur, elle ne garantit pas une température systématiquement supérieure à la température de Leidenfrost dynamique sur la face supérieure des défauts cylindriques. Les défauts les plus épais sont donc susceptibles d'engendrer une évaporation locale lors des impacts de gouttes.

2.1.6 Montage expérimental

Maintenant que nous avons exposé les méthodes de fabrication de substrats localement texturés, nous allons décrire notre montage expérimental en procédant élément par élément, de la génération de la goutte à l'acquisition de l'étalement. Cette description est complétée par un schéma, Figure 2.2.

Génération de gouttes

Les gouttes millimétriques d'Isopropanol sont générées par un pousse-seringue qui asservit une seringue en débit. Les embouts de seringue ont des tailles variables ce qui permet de faire varier le rayon de la goutte de $0,8$ mm à $1,2$ mm. On utilise de l'Isopropanol de pureté $99,8\%$ (Sigma-Aldrich, reference 33539) pour profiter d'un seuil de caléfaction plus bas qu'avec de l'eau, les températures de Leidenfrost statique étant de 165°C pour l'Isopropanol contre environ 250°C pour l'eau. La tension de surface de l'Isopropanol est de 17 mN/m à la température d'ébullition.

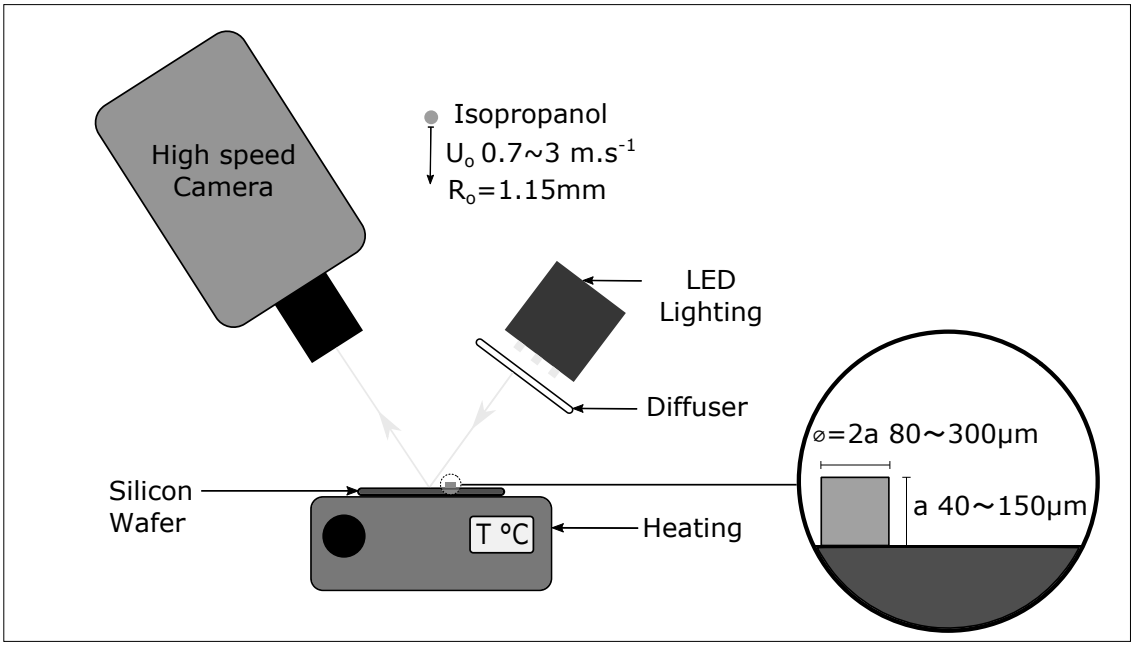

FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif expérimental servant à réaliser les impacts de gouttes.

Chute de gouttes

Les gouttes se détachent spontanément d'un embout de seringue et tombent sans vitesse initiale. Une règle graduée sur le rail servant à supporter la seringue et son embout permet de relever la hauteur de chute, définie entre le substrat et le centre de masse de la goutte. Cette hauteur varie entre 3 et 65 cm. On maîtrise ainsi la vitesse de chute libre sans frottements avec l'air, telle que $U_0 = \sqrt{2gh}$ où U_0 représente la vitesse de chute, g, l'accélération de la pesanteur en $m \cdot s^{-2}$, et h la hauteur de chute en m. La vitesse varie donc de $0,6$ à $3,5$ $m \cdot s^{-1}$ ce qui en regard du rayon millimétrique des goutte nous permet de balayer une plage de nombres de Weber de 20 à 350.

Surface chauffée

Les gouttes viennent heurter un substrat constitué d'une plaquette de silicium poli sur laquelle des défauts micrométriques sont photolithographiés selon le protocole précédemment décrit. La température est maintenue aux environs de 250°C grâce à une plaque chauffante sur laquelle une plaque en duralumin d'épaisseur égale à 1 cm assure la planéité et l'homogénéité en température. L'ensemble de la plaque chauffante avec plaque intermédiaire et le substrat est placé sur une platine de translation horizontale permettant d'ajuster le point d'impact de la goutte sur la zone voulue sur le substrat.

Éclairage

Pour réaliser des films à fréquence d'acquisition élevée, on doit nécessairement réduire le temps d'exposition des images, on a donc besoin d'un éclairage conséquent. Celui-ci est assuré

par un panneau de cinq diodes électro-luminescentes avec un diffuseur en papier calque. Puisque le silicium du substrat est poli, on peut orienter la source lumineuse de telle sorte à réfléchir l'éclairage vers l'objectif de la caméra dans le but de maximiser le contraste sur les images acquises.

Prise de vue

On acquiert les films au moyen d'une caméra rapide PHOTRON^{TM}. Pour des raisons d'encombrement et afin de libérer la trajectoire de chute de la goutte, l'axe optique de la caméra est oblique avec un angle proche de 23° par rapport à la verticale. L'angle entre l'axe optique de la caméra et la verticale entraîne une déformation par perspective des images acquises. Mais cet angle de prise de vue permet d'estimer la vitesse de chute des gouttes et de déterminer le temps initial d'étalement en s'économisant l'utilisation d'une seconde caméra en vue latérale. Il convient donc de corriger ce biais de perspective par redimensionnement de l'image. Ainsi on réalise l'étalonnage spatial sur les deux axes des images, puis on étire les images dans la direction contractée par la perspective si bien que les proportions circulaires des impacts sont rétablies. La fréquence d'acquisition des films est fixée à 30000 images par seconde ce qui avec notre caméra rapide nous permet d'obtenir des images de 384 par 288 pixels avec une résolution d'environ 30 μm par pixel. Dans la Partie 2.3 du présent chapitre traitant de la dynamique à temps court de la lamelle, nous avons également eu recours à des prises de vue de côté.

Nous avons donc développé un mode de fabrication de substrats texturés avec plusieurs défauts micrométriques de tailles et positions contrôlées. Par ailleurs nous avons conçu un dispositif expérimental permettant de réaliser des impacts de gouttes millimétriques sur un substrat surchauffé garantissant un régime de Leidenfrost dynamique. Nous allons donc pouvoir exposer les images acquises et rendre compte des observations faites lors des expériences.

2.2 Phénoménologie d'un impact sur défaut unique

Partons du cas d'un impact de goutte en régime de Leidenfrost sur substrat lisse tel que présenté au Chapitre 1, Partie 1.4. La goutte va s'aplatir par sa base et s'étaler sous forme d'une lamelle bordée d'un bourrelet, puis ce bourrelet va se rétracter pour permettre le rebond de la goutte. Pour étudier les perturbations qu'introduit un défaut micrométrique sur la dynamique, la première étape naturelle consiste à réaliser des impacts centrés sur le défaut. Reprenons donc brièvement les résultats présentés au Chapitre 1, Partie 1.8.3 qui correspondent à des impacts caléfactant centrés sur les défauts.

2.2.1 Impacts centrés sur un défaut

Lors d'un impact centré sur un défaut, la symétrie circulaire du problème est conservée et l'on observe un étalement avec génération d'un bourrelet périphérique comme dans un cas sans

défaut. Cependant la présence du défaut affecte la stabilité du film de liquide que constitue la lamelle. On peut ainsi observer la rupture de la lamelle au niveau du défaut sur la Figure 2.3.

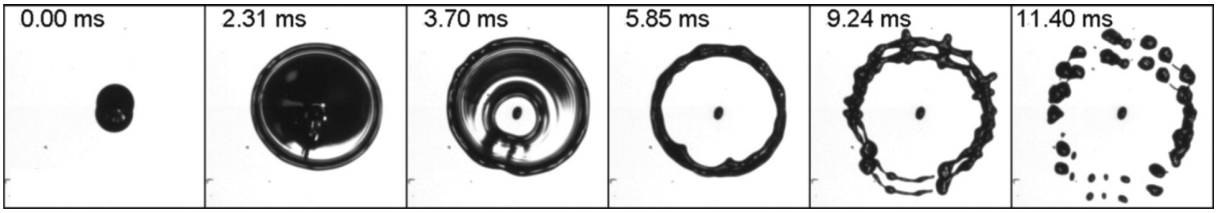

FIGURE 2.3 – Chronophotographie d'un impact d'une goutte d'Isopropanol de rayon R= 1 mm, à une vitesse d'impact U= 2 m/s (We= 170) ; le défaut est une bille de verre frittée sur la surface.

Lors de l'étalement la lamelle s'amincit si bien qu'elle finit par se rompre à partir d'un temps critique (2, 31 ms sur la Figure 2.3). Dès lors, on observe un démouillage inertio-capillaire obéissant à une dynamique de type Taylor-Culick comme décrite dans le Chapitre 1, Partie 1.8. Un second bourrelet toroïdal en expansion centrifuge rapide s'épaissit, comme on peut le voir à 3, 70 ms. La lamelle est donc rapidement engloutie par chacun des deux bourrelets toroïdaux, extérieur centripète, comme intérieur centrifuge, jusqu'à ce que ceux-ci se rencontrent, ce que l'on peut observer à 5, 85 ms. De la rencontre des deux bourrelets résulte le rebond d'un seul tore comme on peut le voir à 9, 24 ms. Ce tore finit par se déstabiliser *in fine* en multiples gouttelettes, ce que la dernière image, à 11, 40 ms après impact, illustre sur la Figure 2.3. Si la stabilité de la lamelle et son influence sur le temps de contact de la goutte ont fait l'objet d'études [72, 73], peu de travaux inspectent la phénoménologie locale au niveau d'un défaut micrométrique. C'est ce à quoi nous allons nous intéresser dans le cas d'impacts excentrés.

2.2.2 Description préliminaire

Commençons par décrire un impact au voisinage d'un défaut micrométrique réalisé selon notre protocole expérimental décrit dans la Partie 2.1.

Exemple de chronophotographie

Des prises de vue d'un impact sont exposées sur la Figure 2.4. La symétrie circulaire de l'impact est réduite à une symétrie le long de l'axe point d'impact-défaut. L'écoulement de fluide dans la lamelle est perturbé en aval du défaut et des excroissances, que l'on qualifiera de *lobes*, apparaissent dans le bourrelet extérieur. Nous nous intéresserons dans ce chapitre à l'influence du défaut sur l'étalement de la lamelle et aux différentes morphologies rencontrées, notamment vis-à-vis du recouvrement du défaut par la lamelle. La dynamique des lobes sera quant à elle abordée ultérieurement dans le Chapitre 3.

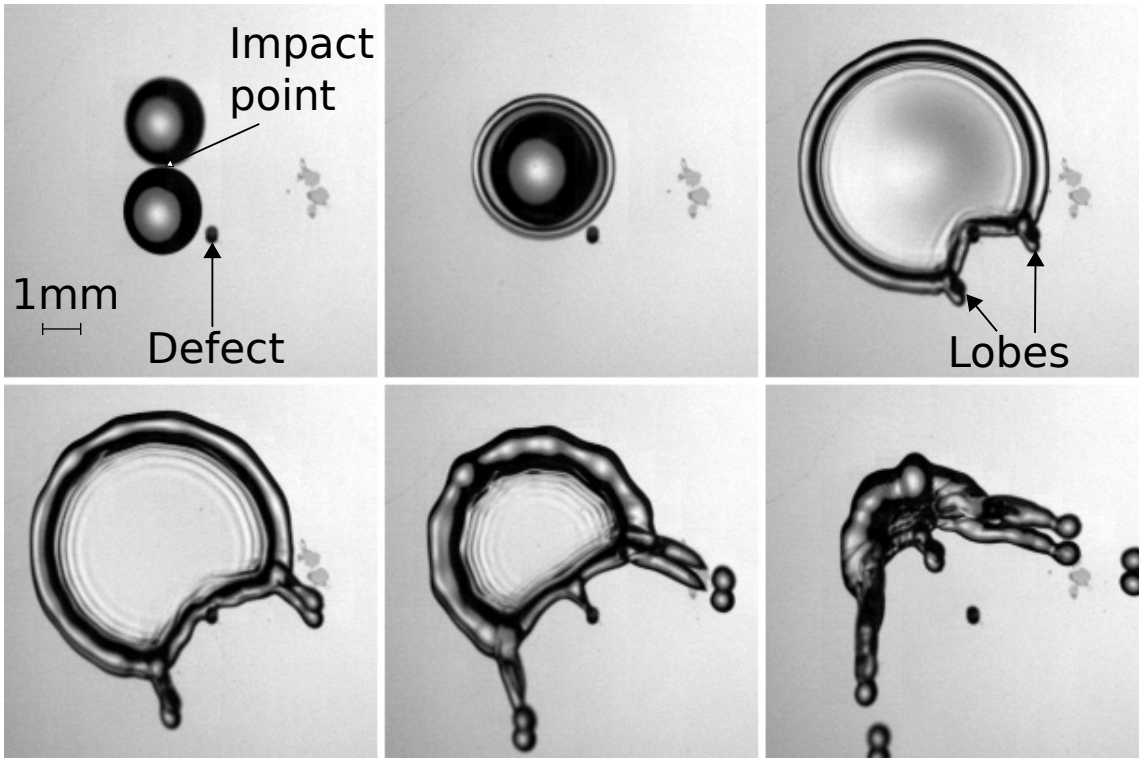

FIGURE 2.4 – Impact à We= 53 sur un défaut d'épaisseur et rayon égaux à 150 μm avec un intervalle temporel entre images Δt= $2\tau = 1,8$ ms.

Variables du problème

Avant de décrire plus en détail l'étalement de la lamelle en présence d'un défaut, introduisons les paramètres de contrôle du problème. Lors de nos impacts nous pilotons la hauteur de chute et ainsi le forçage inertiel. Ainsi le nombre de Weber, défini dans le Chapitre 1, est fixé et constitue une variable du problème. Il balaye dans cette étude la plage de valeurs comprise entre 30 et 350. Comme expliqué dans la Partie 2.1 qui précède, on contrôle le rayon ainsi que l'épaisseur du défaut cylindrique qui varient tous deux de 36 μm à 150 μm.

Enfin une dernière variable propre à notre problème est la distance radiale, appelée d, entre le défaut et le point d'impact. Cette grandeur mesure l'excentricité de l'impact et correspond à la distance qui sépare le point d'impact, aussi appelé centre de la goutte, du point du défaut que le bourrelet va rencontrer en premier. Sur la première image de la Figure 2.4, la prise de vue oblique nous permet de distinguer la goutte, au-dessus, de sa réflexion par le substrat poli, en-dessous. Ces deux contours se recoupent au niveau du point d'impact. Lorsque l'étalement est plus avancé, comme sur le troisième cliché, on peut aussi repérer le point d'impact comme le centre du cercle que décrit le bourrelet périphérique. On repère par ailleurs le point du périmètre du défaut le plus proche du point d'impact. L'incertitude sur ces mesures est de l'ordre du pixel, ce qui s'élève à une trentaine de microns, soit environ $2,5\%$ du rayon de la goutte.

Nous allons pouvoir par conséquent faire varier les différentes variables (We, d et a) de notre problème.

2.2.3 Régimes de recouvrement du défaut

Lors d'un impact classique en caléfaction, la goutte vient s'étaler radialement, avec l'apparition d'un bourrelet périphérique précédant une lamelle de fluide [105]. Dès la rencontre entre la lamelle en avancée et le défaut, différents scénarios peuvent advenir, desquels on identifie quatre régimes distincts, représentés sur la Figure 2.5.

A- Lorsque le défaut est très proche du point d'impact, l'étalement se fait de manière peu perturbée et le bourrelet périphérique voit croître des excroissances, appelées *lobes*. Deux paires de lobes apparaissent déjà sur la Figure 2.5, séquence A à la date 1τ. La symétrie circulaire semble peu perturbée mais l'étalement en aval du défaut peut donner lieu à des éjections de gouttelettes au moment de l'étalement maximal. Il s'agit du régime de *doubles paires*.

B- Pour des impacts un peu plus excentrés, la lamelle avance de manière continue et recouvre le défaut. Une zone d'écoulement légèrement entravé en aval du défaut est délimitée par la présence de deux lobes. Cela correspond au régime de *recouvrement*.

C- Pour les impacts encore plus excentrés, lors de la rencontre avec le défaut, l'avancée de la lamelle va être temporairement bloquée (Figure 2.5, séquence C, date 1τ) par le défaut avant de pouvoir le recouvrir (Figure 2.5, séquence C, date 2τ). L'écoulement est davantage entravé en aval du défaut que pour le régime de *recouvrement*. On qualifie ce régime d'*ancrage transitoire*.

D- Enfin, pour les défauts les plus excentrés, on observe un ancrage permanent du bourrelet sur le défaut. Une fois bloquée, la lamelle ne franchit jamais le défaut, même si le bourrelet le recouvre partiellement. Ce cas de figure est appelé régime d'*ancrage permanent*.

Pour chaque défaut, on réalise alors des séries d'expériences pour établir une cartographie des régimes sous forme de diagramme de phase selon la distance radiale entre défaut et point d'impact (d) et selon le nombre de Weber (We) variant avec la vitesse d'impact. On obtient les résultats exposés sur la Figure 2.6.

Dans l'ensemble, on constate que les frontières entre les différents régimes sont essentiellement indépendantes du nombre de Weber de sorte que la distance radiale adimensionnée d^* semble être un paramètre suffisant pour dicter les régimes de recouvrement du défaut. Au-delà de cette observation générale, chacun des diagrammes illustre une transition entre régime de doubles paires et régime de *recouvrement* aux environs de $d^* = 0,5$, autrement dit, une distance physique de la moitié du rayon de la goutte. Par ailleurs les autres transitions de régimes, que ce soit entre recouvrement et ancrage transitoire mais aussi entre ancrage transitoire et ancrage permanent, s'effectuent pour des distances radiales plus élevées pour le défaut de 56 μm.

Pour appréhender ces différents régimes, nous pouvons examiner le champ de vitesse et le profil d'épaisseur de la lamelle à l'endroit et au moment de la rencontre avec le défaut. Pour cela, nous devons compléter notre description des impacts détaillée au Chapitre 1, Partie 1.6.

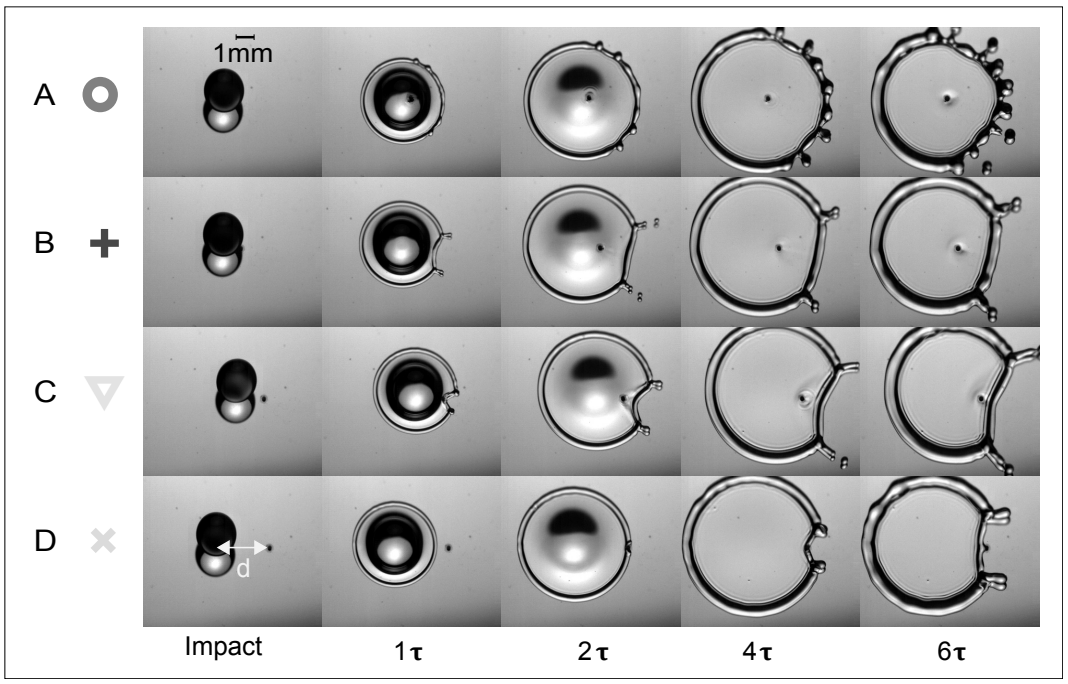

FIGURE 2.5 – Chronophotographie d'impacts à We= 72 exhibant les différents régimes de recouvrement du défaut : A- ○ régime *doubles paires*, B- + régime de *recouvrement*, C-▽ régime d'*ancrage transitoire*, D- × régime d'*ancrage permanent*.

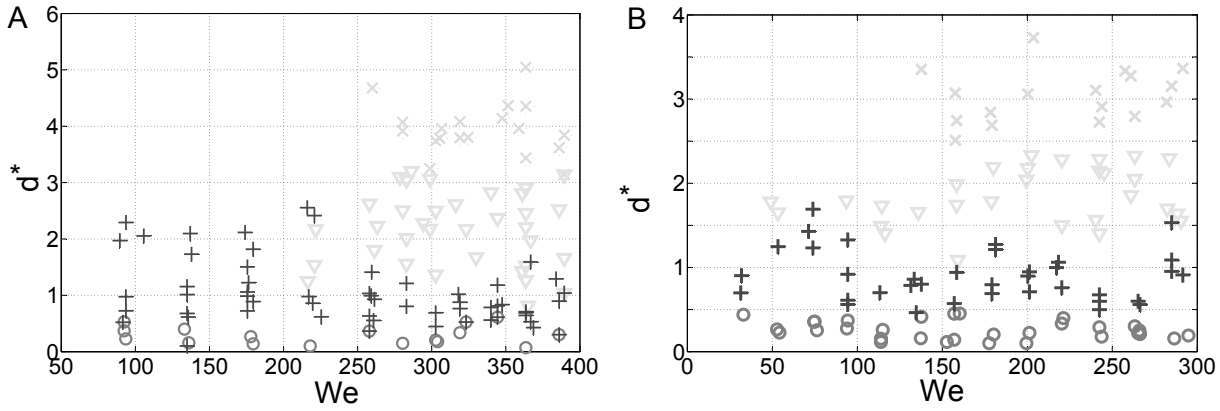

FIGURE 2.6 – Diagrammes de régime d'une série d'impacts en faisant varier le nombre de Weber et la distance radiale adimensionnée d*. A : défaut de 56 μm de haut pour 50 μm de rayon. B : défaut de 88 μm de haut pour 80 μm de rayon, ○ régime *doubles paires*, + régime de *recouvrement*, ▽ régime d'*ancrage transitoire*, × régime d'*ancrage permanent*.

En particulier, nous allons revisiter la dynamique d'avancée du bourrelet aux temps courts pour déterminer le temps de rencontre avec le défaut, t_d^*. Partant de ces résultats, nous pourrons employer le modèle retenu au Chapitre 1, Partie 1.6.2 pour déterminer l'épaisseur de la lamelle au niveau du défaut et à l'instant de la rencontre. Nous montrerons que cette épaisseur est indépendante du nombre de Weber. Elle pourra alors être comparée à l'épaisseur du défaut pour les différents régimes observés.

2.3 Avancée du bourrelet et temps de rencontre

Pour décrire l'avancée du bourrelet, nous allons d'abord nous intéresser à sa dynamique à temps courts et essayer d'extrapoler un profil d'avancée valide sur toute la plage temporelle d'étalement de la lamelle. Nous avons vu dans le Chapitre 1 Partie 1.5 différentes estimations de la dynamique à temps courts. Nous avons alors réalisé des impacts en régime de Leidenfrost dynamique pour faire nos propres mesures et comparer nos résultats à la littérature [47, 5, 4, 6]. Nous considérons dans un premier temps l'avancée du col, puis celui du bourrelet, au bord de la lamelle.

2.3.1 Avancée du rayon du col

Les impacts représentés sur la Figure 2.7 ont été filmés en vue latérale avec un éclairage à contre-jour. On rappelle aussi sur les clichés les définitions du rayon du col r_n et du rayon de la lamelle r explicitées au Chapitre 1, Partie 1.5.

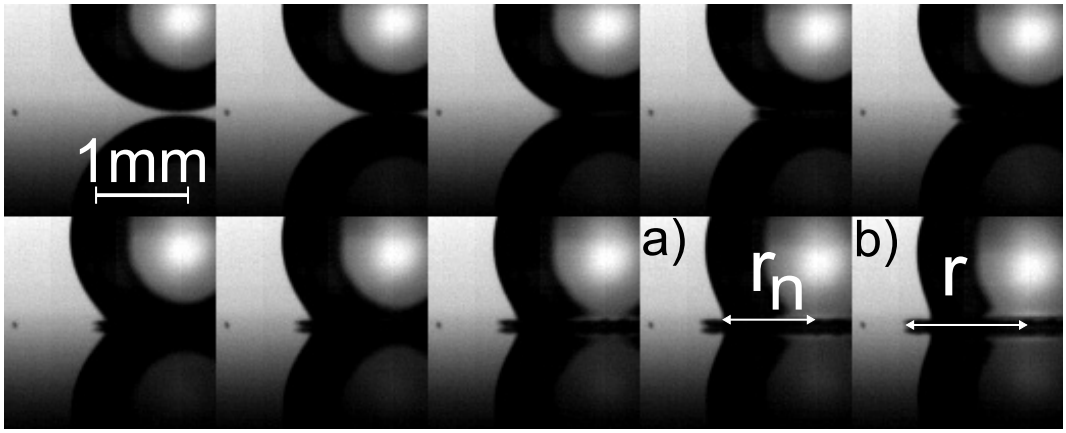

FIGURE 2.7 – Impact à $U_0 = 1,18$ m/s et We= 72 avec un intervalle temporel entre images de 33 μs. a) Repérage de r_n, l'extension radiale du col. b) Repérage de r, l'extension de l'extrémité apicale de la lamelle.

Riboux et Gordillo tout comme Philippi *et al.* [4, 5] estiment l'avancée de la ligne de contact lors d'impact mouillant sans viscosité par $r^* = \sqrt{3}t^{*1/2}$, comme prédit par la théorie de Wagner [2]. On rappelle que Riboux *et al.* [6] ont montré que le rayon de la zone mouillée d'un impact sur surface lisse est équivalent au rayon du col dans un régime de Leidenfrost. Nous allons donc comparer nos résultats à ces estimations.

Résultats sur notre dispositif en caléfaction

Sur une série d'impacts, on relève le rayon du col, r_n, à partir des films présentés en Figure 2.7. Les tracés de r_n^*, distance du col adimensionnée par R_0, en fonction du temps adimensionné par τ, t^*, sont présentés sur la Figure 2.8. Il existe (comme chez Rioboo *et al.* [47]) une incertitude conséquente sur le temps du contact de la goutte avec la plaque qui peut s'élever

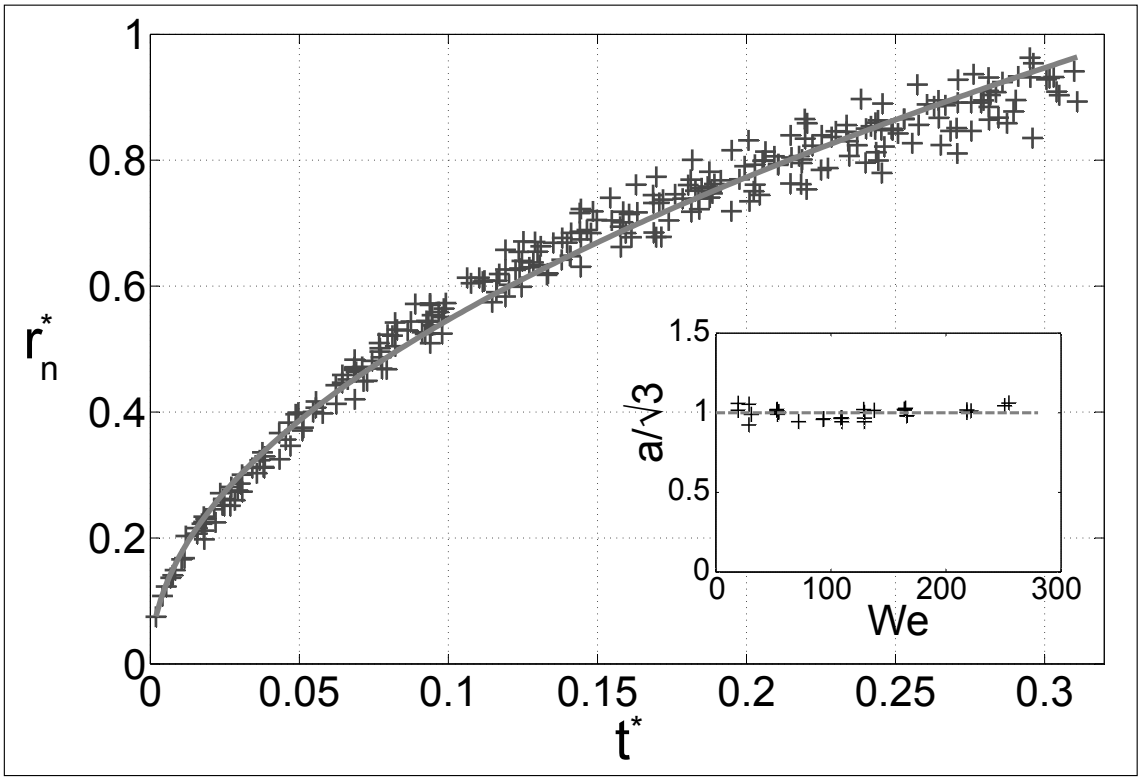

FIGURE 2.8 – + : distance radiale adimensionnée du col, $r_n^* = r_n/R_0$ en fonction du temps adimensionné, $t^* = t/\tau$ pour 22 impacts à nombre de Weber variant de 20 à 255. − : Ajustement sur l'ensemble des points expérimentaux de la forme $y = a\sqrt{t^*}$ avec a= 1, 728 et un coefficient de corrélation r = 0, 986. L'encadré représente les valeurs du ratio $a/\sqrt{3}$ pour des ajustements du type $r_n^* = a\sqrt{t^* - t_0^*}$ sur chaque impact.

jusqu'au temps entre deux images consécutives obtenues lors de l'acquisition ($\Delta t = 33$ μs, ce qui représente jusqu'à $0,08\tau$ pour les impacts aux plus hautes vitesses). Pour quantifier l'écart entre le temps de référence sur les films et le temps de contact effectif, on réalise des ajustements de la forme $y = a\sqrt{t^* - t_0}$ où a et t_0 sont calculés. Ainsi, pour chaque impact, on translate les valeurs temporelles de t_0 pour intégrer la correction temporelle aux tracés affichés sur la Figure 2.8. Après vérification, la correction temporelle $|t_0|$ s'avère être toujours inférieure à $0,06\tau$, ce qui est cohérent avec un biais temporel dû à l'acquisition.

Interprétations des résultats de la dynamique du col

Les courbes d'avancée temporelle du rayon du col, r_n^*, en fonction du temps, t^*, se superposent sur une même courbe maîtresse pour les 34 impacts réalisés sur la plage de nombre de Weber de 20 à 255. Cela atteste du caractère autosimilaire de l'avancée du col et donc que l'on se trouve bien dans un régime cinématique. La courbe maîtresse est en parfait accord avec une équation du type $r_n^* = \sqrt{3t^*}$, puisque le coefficient, $a = 1,728$ est très proche de $\sqrt{3} \approx 1,732$. Ainsi la dynamique du col est en parfait accord avec la théorie de Wagner, tout comme les résultats de Philippi *et al.* [5] ainsi que ceux de Riboux et Gordillo [4]. Cependant, dans nos problèmes d'impacts sur défaut unique, il nous faut considérer non pas l'avancée du col mais

plutôt celle de la lamelle, ce à quoi nous allons maintenant nous intéresser.

2.3.2 Avancée du bord de la lamelle

On a vu au Chapitre 1, Partie 1.5 une estimation de l'avancée de la lamelle selon les travaux de Riboux et Gordillo [4, 85]. Riboux et Gordillo [85] approchent la lamelle par un jet libre éjecté au temps $t_e^* = We^{-2/3}$ et progressant à la vitesse du col correspondante $v_e^* = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{t_e^*}}$. Nous présentons nos résultats sur les mêmes trente-quatre impacts balayant la plage de nombre de Weber de 20 à 255 sur la Figure 2.9.

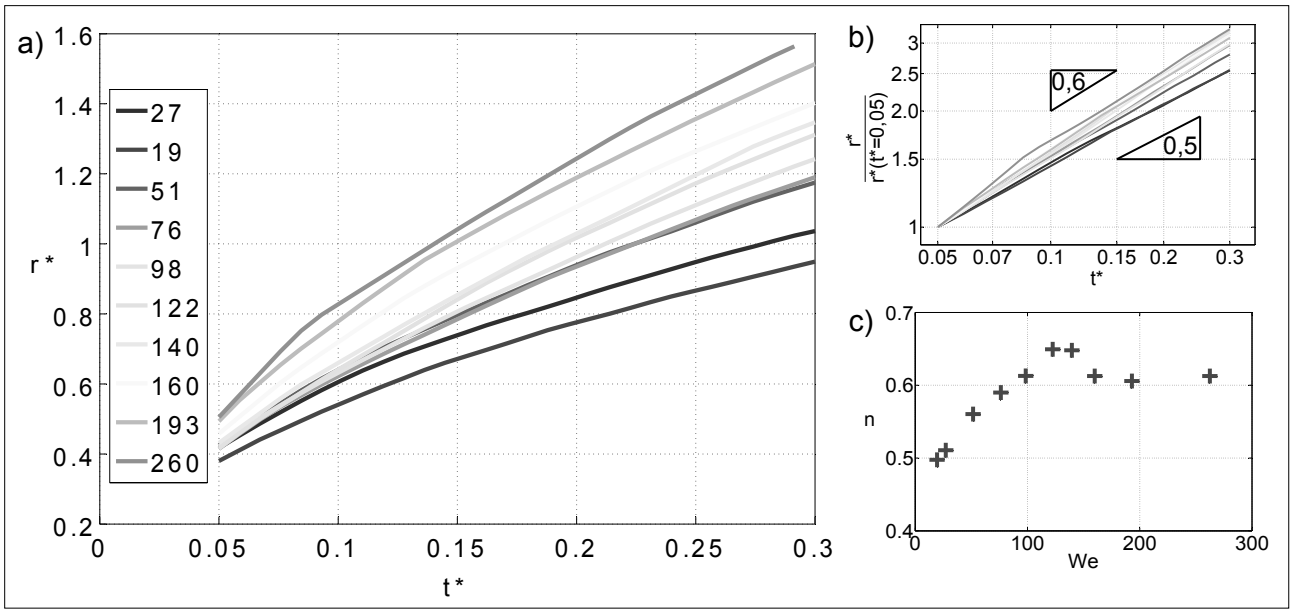

FIGURE 2.9 – a) Rayon de la lamelle adimensionné, $r^* = r/R_0$ en fonction du temps adimensionné $t^* = t/\tau$. Chaque courbe est une moyenne de 2 à 4 impacts autour des valeurs de Weber affichées en légende sur la figure. b) Rayon adimensionné par la valeur du rayon à $t^* = 0,05$ en fonction du temps t^* en échelles logarithmiques. c) Exposants des lois de puissance obtenus à partir des ajustements réalisés sur chacune des courbes de a) et b).

Interprétations des résultats de la dynamique du bord de la lamelle

On réalise des ajustements à exposant flottant sous la forme $y = a\,(t^* - t_0)^n$ où a et n sont calculés tandis que t_0 a déjà été obtenu par ajustement sur la dynamique du col. Comme le montre la Figure 2.9 **c)**, l'exposant, n, augmente de $0,5$ à $0,6$ sur la gamme des Weber de 20 à 100 et semble se stabiliser autour de la valeur $0,6$ pour les nombres de Weber supérieurs à la centaine. On peut remarquer que dans les travaux de Riboux et Gordillo [6], le modèle avancé est aussi valide pour les nombres de Weber supérieurs à la centaine. Nos relevés ne semblent pas correspondre à un jet libre dont l'extrémité progresserait à la vitesse constante $v_e^* = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{t_e^*}}$ puisque les courbes ne sont pas linéaires après le temps d'éjection théorique de la lamelle, $t_e^* = We^{-2/3}$ variant de $0,03$ à $0,13$. Nos relevés du rayon de la lamelle n'aboutissent

pas non plus à un profil autosimilaire robuste qui correspondrait à une courbe maîtresse sur laquelle les profils d'avancée se superposeraient comme pour la dynamique du col. Cela suggère une dépendance avec le nombre de Weber et donc une influence des effets capillaires. Nous avions déjà souligné cet aspect au Chapitre 1, le régime linéaire avancé par [6] D'un point de vue phénoménologique, une loi du type $r^* \propto t^{*0,6}$ semble valide pour les nombres de Weber supérieurs à la centaine. Cette loi expérimentale représente un bon compromis entre une avancée d'un régime cinématique du type $r^* \propto \sqrt{t^*}$ et un jet libre de profil linéaire avec le temps. Cet ajustement évoque déjà une signature des effets capillaires et c'est pourquoi nous avons essayé d'étendre cette loi d'échelle aux temps plus longs auxquels un bourrelet capillaire se forme à l'extrémité de la lamelle.

Extension du profil d'avancée à temps plus longs

Nous avons vu au Chapitre 1, Partie 1.6.1 qu'à temps plus long ($t^* > 1$), on ne peut plus parler de l'extrémité de la lamelle, mais du bourrelet dont la dynamique est dictée par un équilibre inertio-capillaire. On s'intéresse à la plage temporelle pour laquelle le bourrelet est toujours en progression, donc avant rétractation, et pour laquelle les modèles de champ de vitesse et d'épaisseur dans la lamelle sont valides. Nous allons essayer d'estimer l'avancée du bourrelet par une loi d'échelle du type $\mathrm{r}^* = a\mathrm{t}^{*0.6}$. Nous avons représenté sur la Figure 2.10 le temps de rencontre avec le défaut t_d^* en fonction de la position dudit défaut d^* pour chaque impact traité sur une gamme de nombre de Weber de 30 à 350.

Les temps de rencontre, t_d^*, sont relevés à partir de film pris en vue de dessus comme décrit dans la Partie 2.1 et sont systématiquement surestimés lorsque le défaut est masqué par la goutte pour les temps les plus courts. C'est pourquoi les temps de rencontre semblent déviés du modèle que l'on a déduit des expériences à temps courts, particulièrement sur l'encadré en échelles logarithmiques. Malgré une dispersion, dans notre gamme de travail (Weber entre 30 et 300), nous pouvons en première approximation approcher l'avancée du bourrelet par une seule courbe maîtresse représentée Figure 2.10. On propose ainsi une estimation expérimentale selon l'équation :

$$\mathrm{t}_\mathrm{d}^* = 0,246\mathrm{d}^{*5/3}. \tag{2.1}$$

La dispersion des points sur cette courbe maîtresse est de l'ordre de $\pm 30\%$ pour un nombre de Weber proche de 100, moyenne géométrique de nos valeurs, et elle est la plus marquée pour les temps proches de l'étalement maximal. C'est pourquoi le fait de négliger l'influence du nombre de Weber pour les temps courts nous semble raisonnable.

2.3.3 Conclusion sur l'avancée de la lamelle

La dynamique d'avancée de la lamelle, à temps courts ($[0; 0,3\tau]$) et extrapolée à temps plus longs ($[0; 5\tau]$), est en première approximation indépendante du nombre de Weber. Elle est bien décrite par des variables réduites cinématiques ($\mathrm{t}_d^*, \mathrm{d}^*$) a donc un caractère autosimilaire.

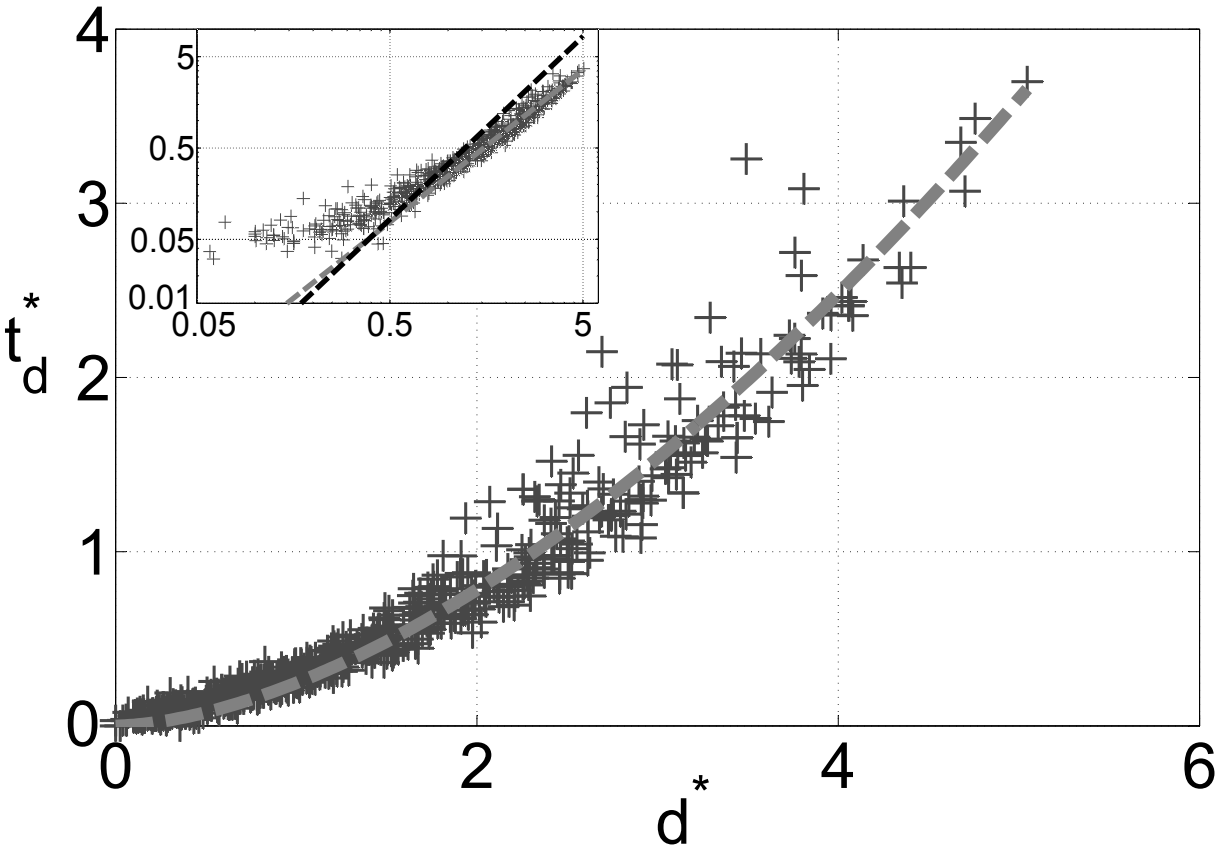

FIGURE 2.10 – + : temps adimensionné de rencontre entre lamelle et défaut, t_d^*, en fonction de la distance radiale adimensionnée entre le défaut et le point d'impact, d^*.--- ajustement sous la forme $t_d^* = a d^{*5/3}$, où $a = 0,246$. Dans l'encadré en haut à gauche, les mêmes courbes sont tracées en échelles logarithmiques. ··· dynamique équivalent à l'avancée du col à temps courts, $t_d^* = \frac{1}{3}\, d^{*2}$.

Nous pouvons ainsi exprimer le temps de rencontre, t_d^* en fonction de la seule distance d^* selon l'équation 2.1. Nous allons voir maintenant comment ces résultats peuvent être utilisés pour expliquer les transitions de régimes de recouvrement présentées dans la Partie 2.2 et notamment le fait que celles-ci soient *a priori* indépendantes du nombre de Weber.

2.4 Frontières entre régimes de recouvrement

Nous allons essayer de modéliser les frontières entre régimes de recouvrement présentés dans la Partie 2.2 en comparant l'épaisseur de la lamelle à celle du défaut.

2.4.1 Frontière entre régime recouvrant et régime d'ancrage transitoire

Les diagrammes de régimes de la Figure 2.6 suggèrent que la distance d^* suffit à dicter les frontières entre régimes de recouvrement et régime d'ancrage transitoire. Par ailleurs la comparaison entre deux diagrammes de régimes, correspondant à deux tailles de défauts différentes,

montre que plus le défaut est gros, plus la transition de régime se produit à petite distance d^*.

Épaisseur de la lamelle par rapport au défaut

À partir du modèle d'épaisseur numériquement proposé par Eggers [31] et expérimentalement vérifié par Lastakowski [87, 35] que l'on a retenu au Chapitre 1, Partie 1.6.2, nous allons comparer l'épaisseur de la lamelle de fluide à celle du défaut, a. On rappelle l'expression de l'épaisseur de la lamelle (équation 1.8) :

$$h\left(t_d^*, d^*\right) = \frac{3,19}{\left(t_d^*+1\right)^2 \times \left(1+0,6\left(\frac{d^*}{t_d^*+1}\right)^2\right)^6}.$$

Ainsi, on peut estimer l'épaisseur locale de la lamelle au temps de rencontre avec le défaut, relevé expérimentalement. Cette grandeur est divisée par l'épaisseur du défaut et est tracée en fonction de la distance d^* sur la Figure 2.11. On représente aussi sur la Figure 2.11 la distance critique d_1^* pour laquelle $h\left(t_d^*, d^*\right) = a$ où a représente l'épaisseur du défaut.

Interprétations

Les résultats se superposent relativement bien sur une courbe maîtresse quelque soit la vitesse d'impact, comme le suggère le profil d'avancée autosimilaire de la lamelle que nous avons extrapolé de la Partie 2.3. Ainsi, la seule distance d^* suffit à décrire l'épaisseur de la lamelle à la rencontre avec le défaut. On remarque tout de même que la courbe est bruitée pour les impacts les plus excentrés. En effet, c'est aux distances les plus grandes que l'on s'approche le plus de l'étalement maximal de la goutte et par conséquent que l'on ressent le plus l'influence sur la dynamique d'avancée. Dans le déroulé chronologique de cette thèse, c'est d'ailleurs le fait que les données de cette figure précise se superposent qui nous a poussé à décrire l'avancée de la lamelle de manière autosimilaire et qui a motivé des expériences focalisées sur les temps courts.

On remarque surtout que la transition entre le régime de recouvrement (croix bleues) / ancrage transitoire (triangle cyan) se produit lorsque l'épaisseur de la lamelle, $h\left(t_d^*, d^*\right)$, est égale à celle du défaut, notée a.

Distance critique de transition d_1^*

Sur la courbe maîtresse, on a ainsi pu extrapoler une distance caractéristique, d_1^*, indépendante du nombre de Weber, telle que $h\left(t_{d_1}^*, d_1^*\right) = a$. Pour les impacts excentrés d'une distance inférieure à d_1^*, l'épaisseur est supérieure à celle du défaut et il y a recouvrement. Pour les impacts excentrés d'une distance supérieure à d_1^*, l'épaisseur de la lamelle de fluide au moment de la rencontre est inférieure à celle du défaut et il n'y a pas de recouvrement immédiat. Pour davantage de visibilité, on reporte la distance d_1^* sur le diagramme de régime sur la Figure 2.12.

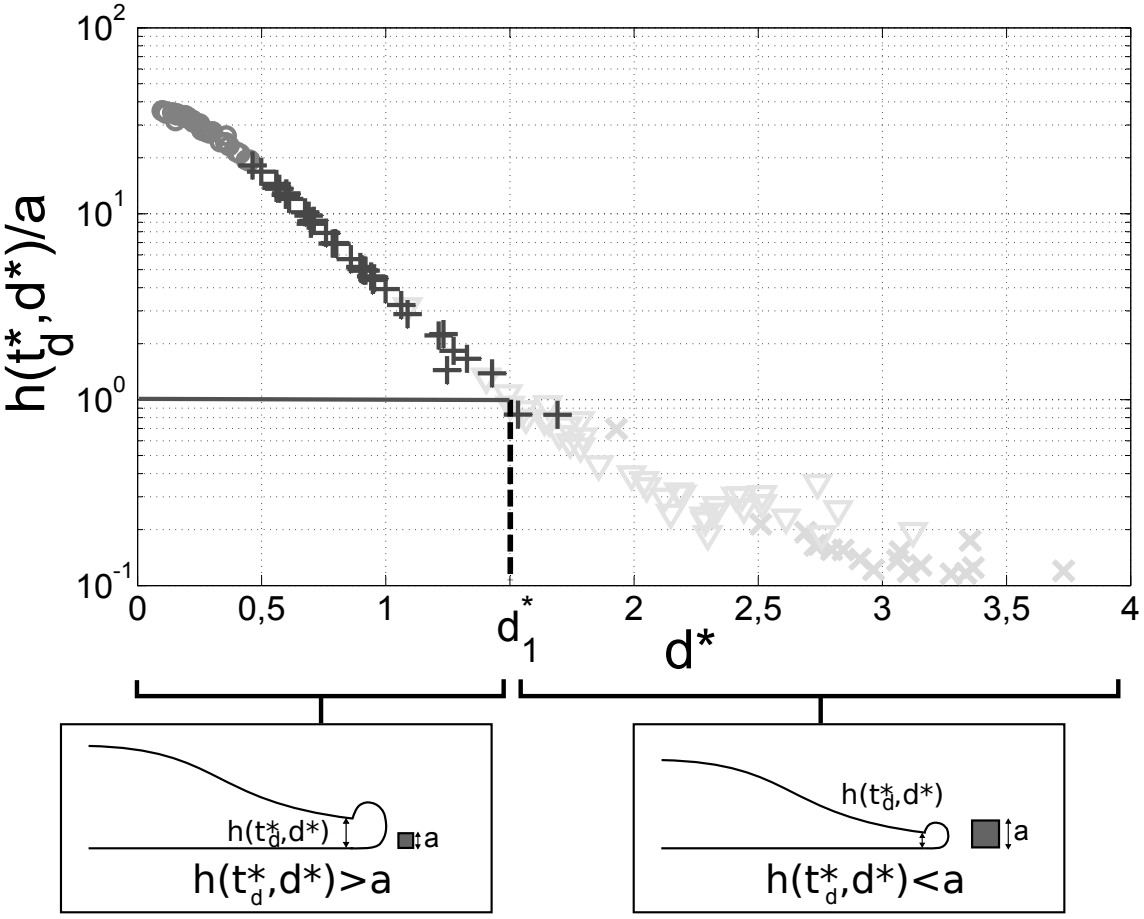

FIGURE 2.11 – Quotient entre l'épaisseur de lamelle de fluide à la rencontre avec le défaut, $h\left(t_d^*, d^*\right)$ et l'épaisseur du défaut a, en fonction de la distance adimensionnée d^*. Les échelles sont logarithmique pour l'axe des ordonnées et linéaire pour l'axe des abscisses. Les régimes sont représentés de la même manière que précédemment ; ○ régime *doubles paires*, + régime de *recouvrement*, ▽ régime d'*ancrage transitoire*, × régime d'*ancrage permanent*.

Ainsi, un critère simple de comparaison entre la hauteur du défaut et celle de la lamelle au moment de sa rencontre avec celui-ci permet de rendre compte de la transition entre régime de recouvrement et ancrage transitoire. Lorsque la lamelle est plus épaisse que le défaut, elle poursuit immédiatement sa progression alors que dans le cas contraire, elle reste ancrée.

Intéressons-nous au régime d'ancrage transitoire pour confirmer la pertinence de notre critère qui compare l'épaisseur de la lamelle à celle du défaut.

2.4.2 Régime d'ancrage transitoire et temps de recouvrement du défaut

Lors d'un impact en régime d'ancrage transitoire, on a vu que la lamelle est momentanément endiguée par le défaut mais qu'au bout d'un certain temps, la lamelle finit quand même par recouvrir celui-ci. On peut ainsi relever le temps, t_r, auquel la lamelle recouvre le défaut appelé t_r sur la Figure 2.13. Ce temps de recouvrement est reporté en fonction de d^* sur la Figure

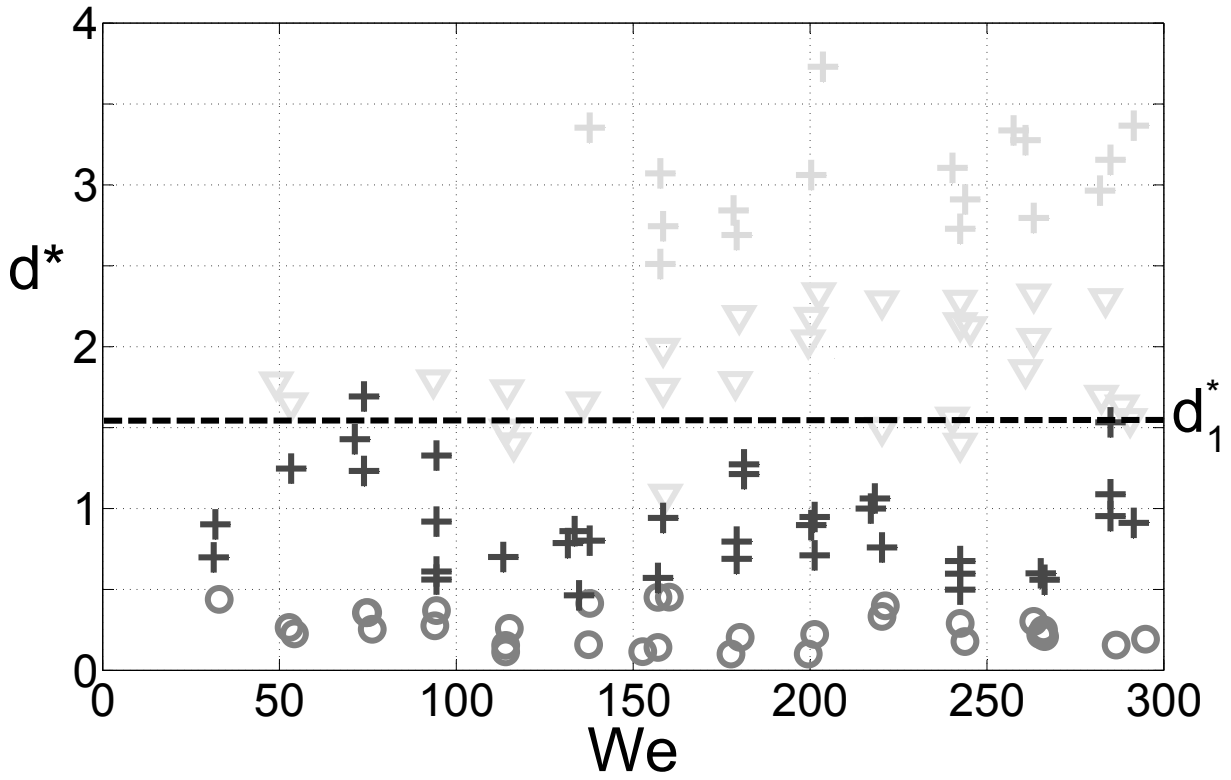

FIGURE 2.12 – Diagramme de régimes pour un défaut de 88 μm d'épaisseur. Distance d^* en ordonnée et nombre de Weber en abscisse. La distance critique d_1^* est reportée en pointillés noirs.

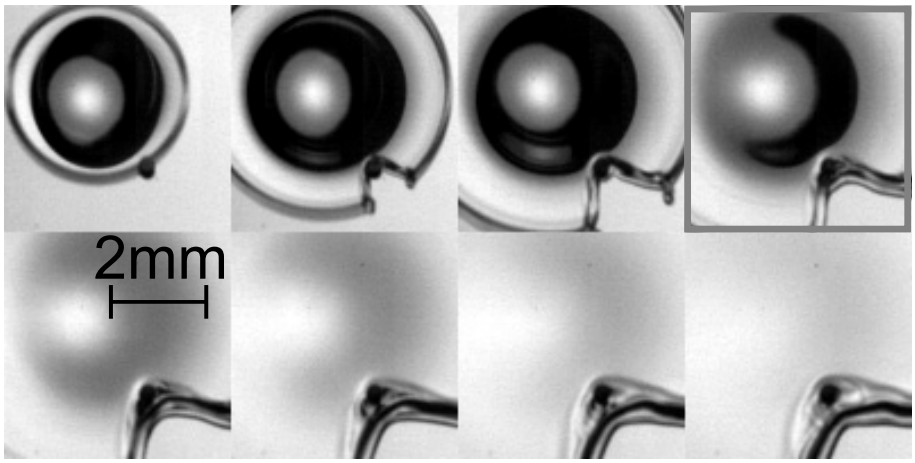

FIGURE 2.13 – Impact en régime d'ancrage transitoire sur défaut de 150 μm d'épaisseur à We= 121 et $d^* = 1,53$. Intervalle entre images $\Delta t = 300$ μs. Le temps de recouvrement du défaut t_r, correspond au cliché encadré en rouge.

2.14 de gauche. On observe qu'il augmente avec d^*, ce que nous allons essayer d'interpréter en considérant l'épaisseur de la lamelle au temps de recouvrement cette fois.

Épaisseur de la lamelle au temps de recouvrement

On peut estimer l'épaisseur de lamelle à ce temps de recouvrement, $h\left(t_r^*, d^*\right)$, avec le modèle retenu et comparer notre estimation à l'épaisseur du défaut. Les résultats sont reportés sur la Figure 2.14 de droite. Les résultats sont bruités avec des estimations de l'épaisseur aux temps

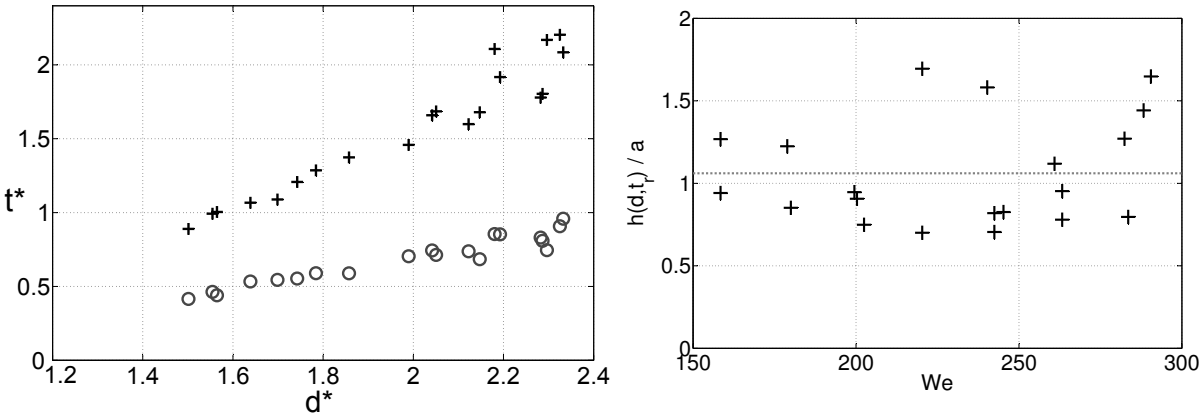

FIGURE 2.14 – Gauche : ○ Temps de rencontre entre lamelle et défaut, t_d^*, ✚ temps de recouvrement du défaut adimensionné, t_r^* en fonction de la distance radiale d^*. Droite : Épaisseur de la lamelle au temps de recouvrement, $h\left(t_r^*, d^*\right)$, adimensionnée par l'épaisseur du défaut, a, en fonction du nombre de Weber. ··· valeur moyenne de l'épaisseur adimensionnée égale à $1,06$. Les impacts sont en régime d'ancrage transitoire sur un défaut de 88μm.

de recouvrement comprises entre $0,7a$ et $1,7a$, où a est l'épaisseur du défaut. Si l'on considère la valeur moyenne, on obtient $h\left(t_r^*, d^*\right) = 1,06a$, très proche de a. De plus les résultats n'ont pas l'air de varier avec le nombre de Weber, comme attendu. Notre argument semble donc renforcé par l'étude des temps de recouvrement pour les régimes d'ancrage transitoire. Nous allons donc voir si le modèle d'épaisseur de la lamelle ne parvient pas aussi à expliquer la transition entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent.

2.4.3 Frontière entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent

Comme nous venons de le voir, le fait que la lamelle finisse par recouvrir le défaut dans le régime d'ancrage transitoire est associé à une croissance de l'épaisseur pendant le temps d'ancrage. Le dépiégeage vers un recouvrement du défaut par la lamelle intervient alors lorsque l'épaisseur de celle-ci excède la hauteur du défaut. Pour des raisons de conservation du volume, cette croissance temporelle de l'épaisseur à position radiale fixée est nécessairement bornée et il devrait donc y avoir un maximum temporel d'épaisseur. C'est d'ailleurs ce que Vernay [45] a caractérisé expérimentalement dans une situation d'impact sur cibles. Ainsi si un défaut est suffisamment épais, il peut sans doute excéder le maximum d'épaisseur atteignable pour la lamelle de fluide et irrémédiablement bloquer l'avancée de la lamelle dans un régime d'ancrage permanent. Il convient donc de considérer les variations temporelles de l'épaisseur de fluide à distance fixée.

Profil temporel de l'épaisseur de fluide à différentes distances fixées

Nous pouvons tracer l'allure de l'épaisseur de la lamelle de l'Équation 1.8 en fonction du temps pour différentes distances radiales sur la Figure 2.15. Il apparaît ainsi très clairement que

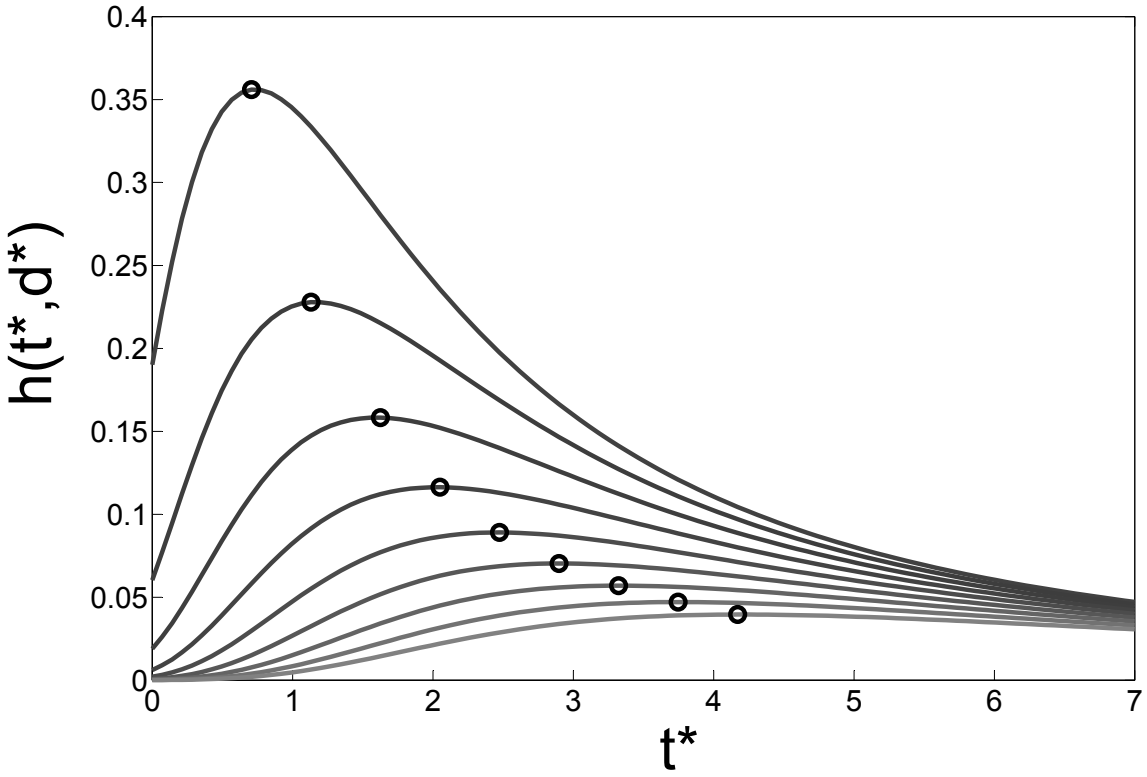

FIGURE 2.15 – Profil d'épaisseur issu de l'expression de type Eggers-Lastakowski (équation 1.8), en fonction du temps adimensionné, t^* pour différentes distances radiales, d^* : − $d^* = 1$, − $d^* = 1,25$, − $d^* = 1,5$, − $d^* = 1,75$, − $d^* = 2$, − $d^* = 2,25$, − $d^* = 2,5$, − $d^* = 2,75$, − $d^* = 3$ et **O** maximum temporel de l'épaisseur.

le modèle d'épaisseur que nous avons utilisé présente bien un maximum temporel, dont la valeur dépend de la distance radiale d^*. De ce fait, lorsque la lamelle rencontre le défaut elle continue initialement à s'épaissir avant de passer par un maximum qui précède une phase ultérieure d'amincissement. Si l'épaisseur maximale de la lamelle est plus fine que celle du défaut, alors aucun recouvrement ne peut être espéré, par analogie avec les considérations déjà présentées sur les conditions de franchissement du défaut.

En revanche si le défaut se trouve dans une gamme intermédiaire, plus épais que la lamelle au moment de sa rencontre avec cette dernière, mais plus fin que le maximum temporel d'épaisseur à la distance radiale du défaut, alors on s'attend à ce que la lamelle finisse par recouvrir le défaut. Nous avons déjà observé cette situation lors de l'étude de l'épaisseur de la lamelle au temps de recouvrement dans un régime d'ancrage transitoire.

Pour déterminer la frontière du régime d'ancrage permanent, il nous reste donc à considérer l'épaisseur maximale que la lamelle peut atteindre à une distance fixée.

Maximum temporel d'épaisseur de la lamelle en fonction de la distance radiale

Nous allons désormais expliciter ce maximum. Si l'on dérive l'expression du modèle d'épaisseur selon la coordonnée temporelle, on arrive à une expression du temps auquel l'épaisseur atteint son maximum, donnée par :

$$\frac{\partial h^*}{\partial t} = \frac{2 \times 3,19 \left(\mathrm{t}^* + 1\right)^9 \left(3\mathrm{r}^{*2} - \left(\mathrm{t}^* + 1\right)^2\right)}{\left(0,6\mathrm{r}^{*2} + \left(\mathrm{t}^* + 1\right)^2\right)^7} = 0. \tag{2.2}$$

On aboutit à la relation

$$\mathrm{t}^*_{\max} = \sqrt{3}\mathrm{r}^* - 1, \tag{2.3}$$

de laquelle on déduit l'épaisseur maximale en fonction de la distance :

$$h^*_{\max}\left(\mathrm{r}^*\right) = \frac{3,19}{3 \times 1,2^6\ \mathrm{r}^{*2}} \approx \frac{0,356}{\mathrm{r}^{*2}}. \tag{2.4}$$

Ainsi, il existe une distance critique d^*_2 pour laquelle l'épaisseur maximale atteinte par la lamelle est égale à l'épaisseur a du défaut considéré. En considérant comme précédemment que le franchissement du défaut par la lamelle ne peut intervenir que quand l'épaisseur de celle-ci est supérieure à la hauteur du défaut, cette distance critique constituerait la limite du régime d'ancrage permanent.

Confrontation aux données expérimentales

Les tracés de $h_{\max}/a$ permettent de comparer le critère théorique de transition de régimes aux données expérimentales sur la Figure 2.16. Par construction les points suivent la courbe d'équation $\frac{h_{\max}}{a} = \frac{\mathrm{R}_0}{a}\frac{0,356}{\mathrm{d}^{*2}}$ qui découle de l'Équation 2.4. La distance critique d^*_2, pour laquelle $h_{\max}\left(\mathrm{d}^*_2\right) = a$ est reportée sur la Figure 2.16. Les impacts en régime d'ancrage transitoire se concentrent sur les distances inférieures à d^*_2, tandis que les impact en régime d'ancrage permanent ont lieu pour des distances supérieures à d^*_2.

Distance critique d^*_2

De même que précédemment pour l'épaisseur de la lamelle à la rencontre avec le défaut, on peut reporter la distance critique d^*_2 sur le diagramme de régimes (Figure 2.17). Ce critère comparant épaisseur maximale de la lamelle et hauteur du défaut apparaît en très bon accord avec la frontière de la transition entre régimes d'ancrages transitoire et permanent, tant sur la valeur de la distance critique à laquelle la transition est observée que sur le fait que celle-ci est indépendante du nombre de Weber caractérisant l'impact.

2.4.4 Influence de l'épaisseur du défaut, a

Comme nous venons de le voir précédemment, nous avons proposé pour les différents régimes d'étalement de la lamelle en présence d'un défaut, des critères fondés sur une comparaison

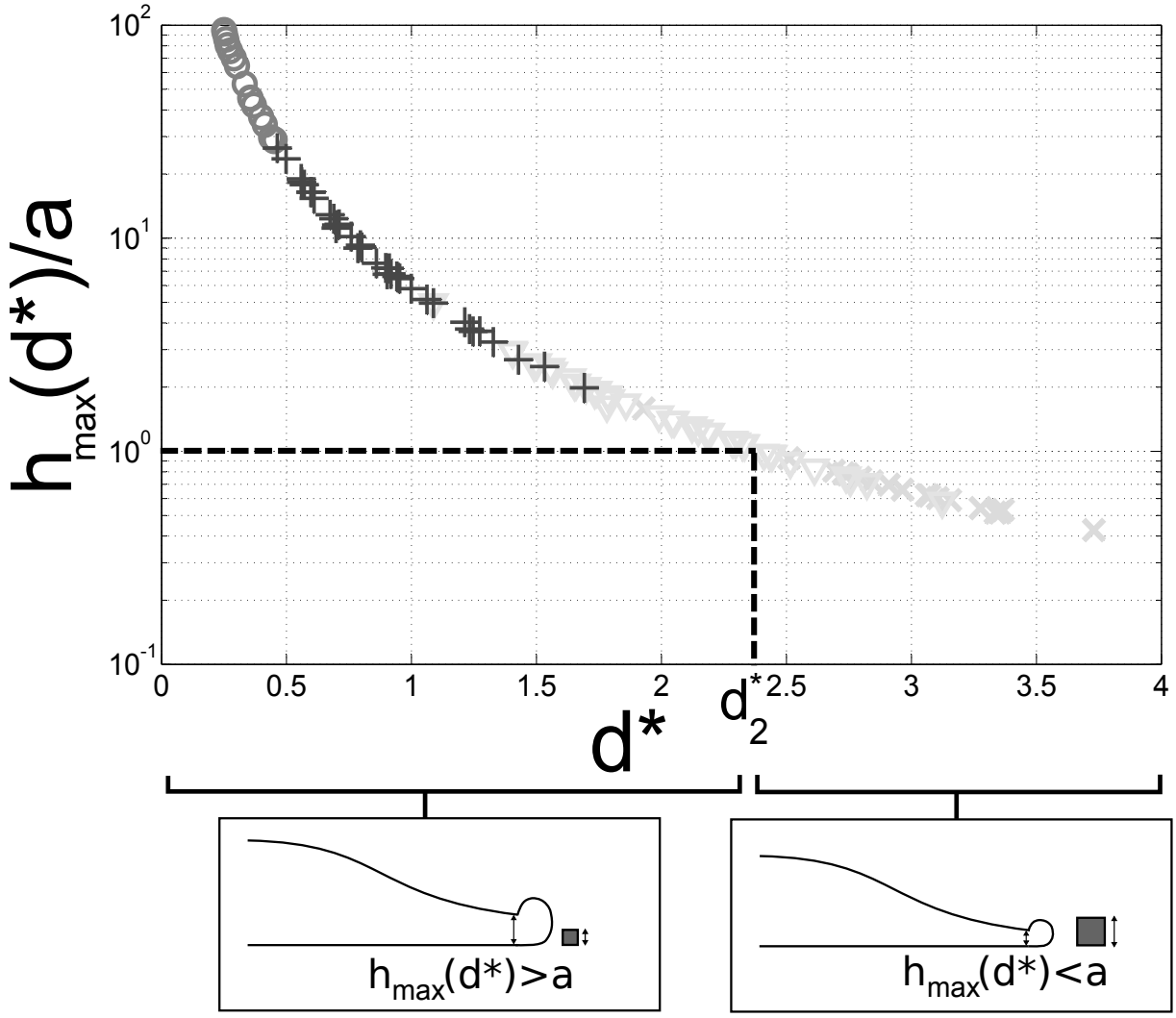

FIGURE 2.16 – Rapport entre le maximum temporel d'épaisseur de lamelle de fluide à la position radiale du défaut, $h_{\max}(\mathrm{d}^*)$, et l'épaisseur du défaut a, en fonction de la distance adimensionnée d^*. Les échelles sont logarithmiques pour l'axe des ordonnées et linéaire pour l'axe des abscisses. La distance critique d_2^* est reportée en pointillés noirs. ○ régime *doubles paires*, + régime de *recouvrement*, ▽ régime d'*ancrage transitoire*, × régime d'*ancrage permanent*.

entre hauteur de défaut et épaisseur de la lamelle. Pour éprouver plus avant la pertinence et la robustesse de ce raisonnement, il est dès lors naturel d'explorer expérimentalement différentes épaisseurs de défaut. C'est ce que nous présentons ici.

Épaisseur de lamelle à la rencontre avec le défaut

La figure 2.18 regroupe les résultats expérimentaux issus d'impacts sur une série de défauts différents, pour lesquels nous avons déterminé à chaque fois le régime d'étalement de la lamelle. Afin d'éprouver notre critère de transition entre les régimes recouvrant et d'ancrage transitoire, nous présentons les courbes d'épaisseur de lamelle adimensionnées par l'épaisseur de chaque défaut au temps de rencontre avec le défaut (Figure 2.18). On remarque que le critère de transition entre régime de recouvrement et régime d'ancrage transitoire ($h(t_d^*, d^*)/a = 1$)

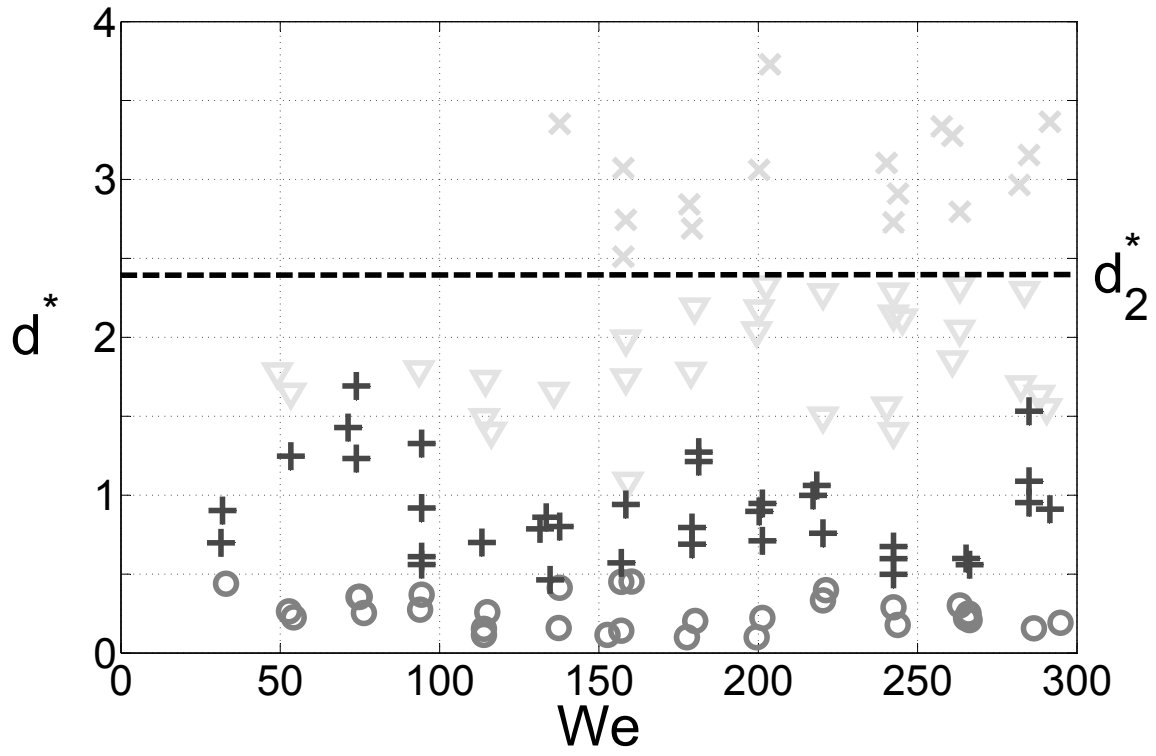

FIGURE 2.17 – Diagramme de régimes sur défaut de 88μm d'épaisseur selon la distance d^* et le nombre de Weber. La distance critique d_2^* est reportée sur le diagramme, la légende est la même que précédemment.

permet bien de prédire le changement de régime d'étalement pour la plage d'épaisseur de défaut explorée, de 36 à 150 μm.

Épaisseur maximale de lamelle

On peut naturellement évaluer de même le rapport de l'épaisseur maximale sur l'épaisseur du défaut pour différents défauts. On cherche ainsi à tester cette fois le critère de la transition entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent. Les résultats sont affichés sur la Figure 2.19.

Là encore, le critère proposé fondé sur le modèle d'épaisseur maximale s'avère assez stable pour prédire la transition entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent pour l'essentiel des défauts testés, correspondant aux épaisseurs de 55, 88, 100, et 150μm. Quant au défaut de 36μm, les résultats sont plus mitigés, et nous allons justement discuter dans la suite des limites de notre modèle, pour comprendre en particulier cette déviation pour les petits défauts.

2.4.5 Limites du modèle

Une première cause à cela pourrait être la couche de vapeur qui isole la goutte du substrat dont l'épaisseur ne serait plus négligeable par rapport à l'épaisseur de défaut, si bien que le

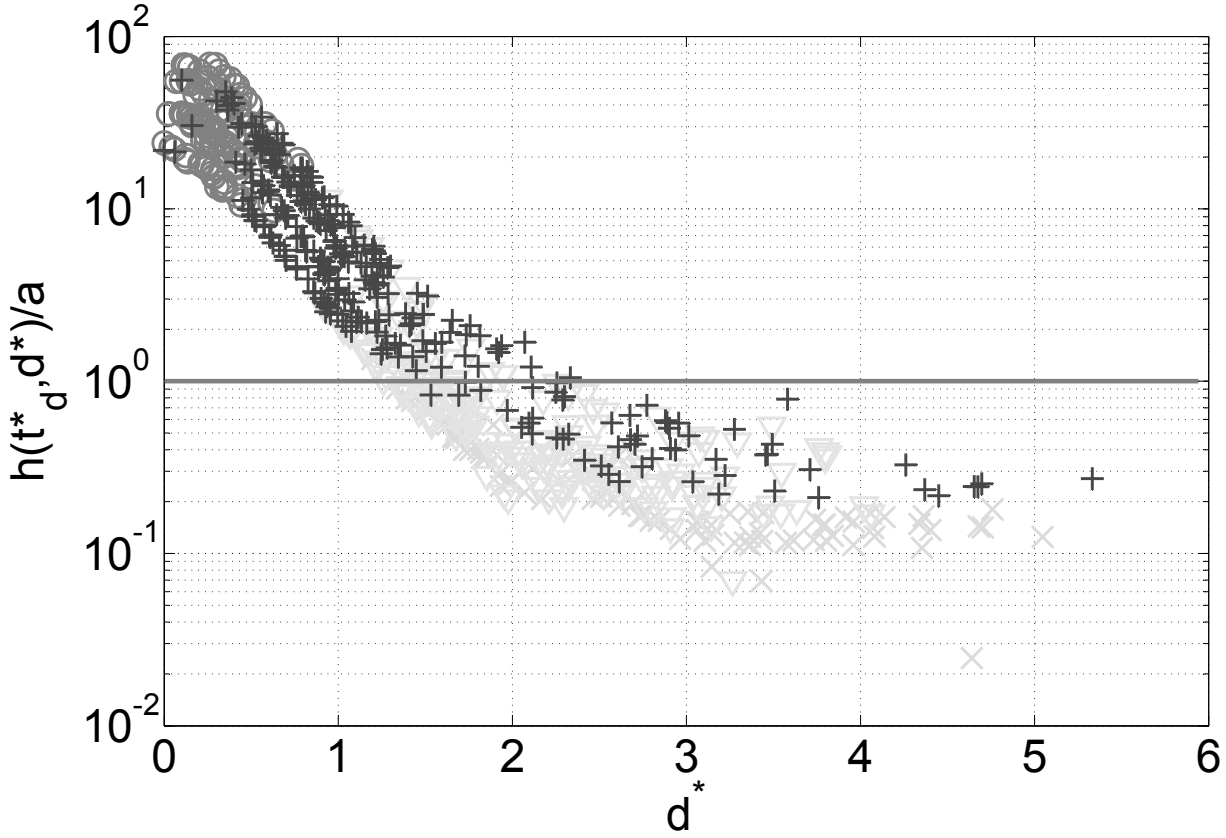

FIGURE 2.18 – Épaisseur de lamelle à la rencontre avec le défaut, adimensionnée par l'épaisseur du défaut, en fonction de la distance d^*. Les échelles sont logarithmique en ordonnée et linéaire en abscisse. Résultats pour des défauts de 36, 55, 88, 100 et 150 μm d'épaisseur.— $h = a$.

défaut serait partiellement enseveli dans la couche de vapeur. On pourrait espérer retrouver une transition de régime à des distances radiales supérieures, puisqu'il suffirait de corriger dans le modèle l'épaisseur du défaut par une épaisseur plus faible, correspondant à la partie du défaut qui émergerait de la couche de vapeur. Cependant, la phénoménologie d'impacts sur le défaut de 36 μm se démarque de celle des autres défauts par l'absence de régime d'ancrage permanent.

Soulèvement de la lamelle

Pour observer le régime d'ancrage permanent sur le défaut de 36 μm, il est nécessaire d'atteindre un étalement et un amincissement suffisant de la lamelle, ce qui implique de travailler à nombre de Weber élevé (typiquement We $>$ 150). Or, dans cette gamme de nombres de Weber, la dynamique de la lamelle présente quelques complications par rapport au cas considéré jusque là. Au lieu de s'étaler purement horizontalement, on observe en effet un soulèvement de l'extrémité de la lamelle, comme le montrent les images prise en vue de côté de la Figure 2.20. Ainsi lorsque l'extrémité de la lamelle atteint le défaut, elle se trouve en réalité dans un plan supérieur et poursuit donc sa progression. Visuellement cela correspond ainsi à un régime de recouvrement mais pour lequel hauteur du défaut et épaisseur de la lamelle ne sont jamais entrés en compétition. On comprend alors que notre critère de transition puisse échouer dans

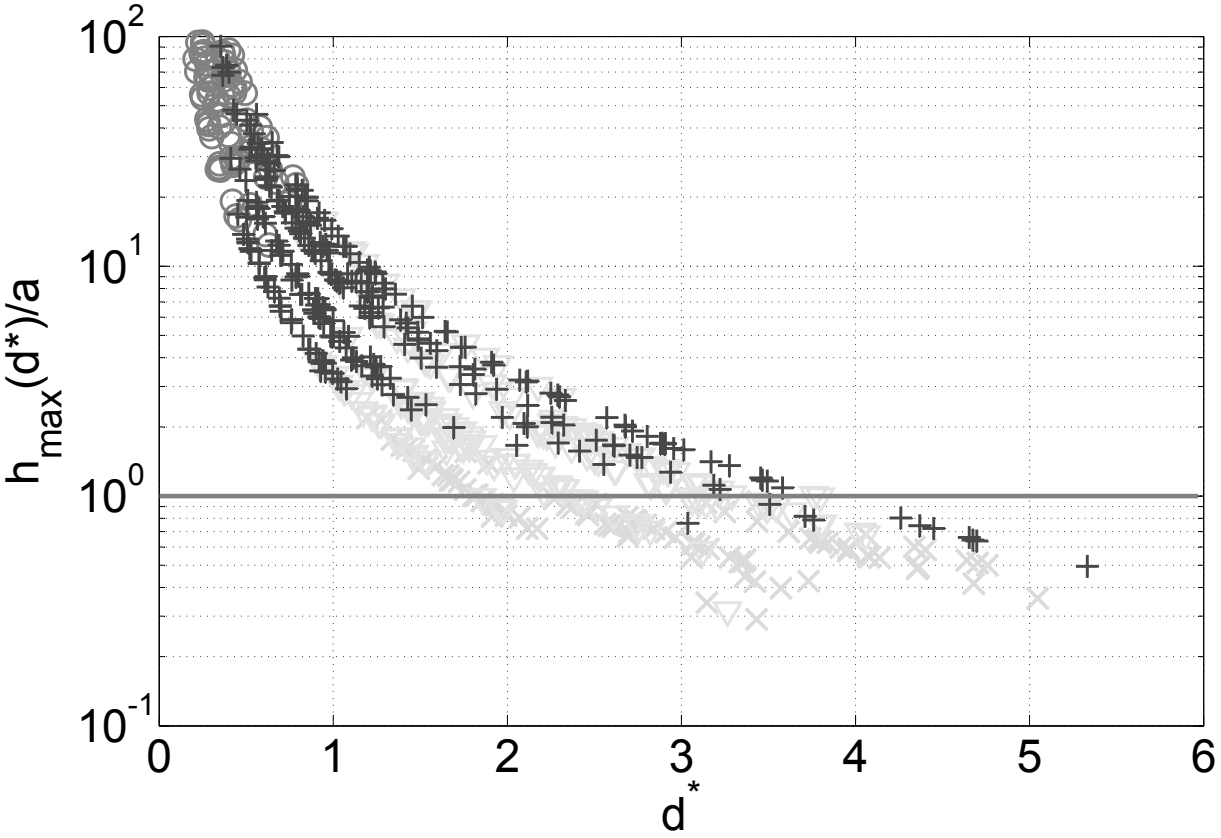

FIGURE 2.19 – Épaisseur maximale de la lamelle adimensionnée par l'épaisseur du défaut, en fonction de la distance d^*. Échelles logarithmique en ordonnées et linéaire en abscisse. Résultats pour des défauts de 36, 55, 88, 100 et 150 μm d'épaisseur. Pour chaque défaut les données représentent la courbe d'équation $y = \frac{R_0}{a}\frac{0{,}356}{d^{*2}}$. – $h_{max} = a$.

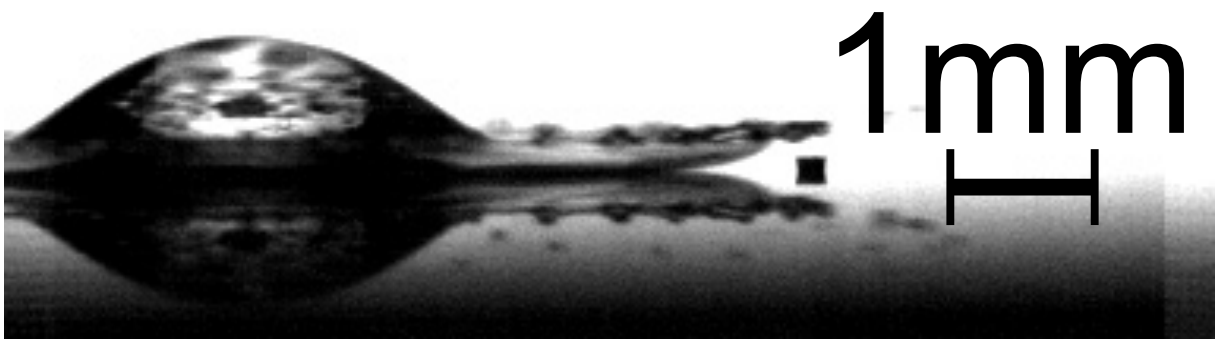

FIGURE 2.20 – Vue latérale d'un impact à We = 250, $t = 1,3\tau$ et $U_0 = 2,2\,m/s$. Le soulèvement de la lamelle est observable sur la périphérie et est susceptible de générer un recouvrement du défaut alors que la lamelle est plus fine.

ces conditions. Néanmoins, le décollement hors du plan du substrat n'affecte que la périphérie de la lamelle (Figure 2.20) de sorte que plus tard durant l'étalement, on s'attend néanmoins à voir le défaut influencer l'état de la lamelle en aval.

Correction du biais dû au soulèvement de la lamelle

Fort ce ces constatations, nous nous sommes ré-intéressé aux impacts sur les défauts le plus fins de 36, 55 et 88 μm et en particulier aux impacts à grands nombres de Weber, We > 150, pour lesquels un soulèvement de la lamelle est susceptible de se produire. Dans ces cas-ci, le défaut n'est jamais en mesure d'ancrer la lamelle au moment de la rencontre. Cependant la lamelle n'étant soulevée que sur une distance assez courte, le défaut va pouvoir percer une faible portion de la lamelle et aboutir à des régimes comparables au cas sans soulèvement. On s'est donc intéressé aux différents profils temporels d'avancée de la lamelle en aval du défaut comme le montre la Figure 2.21.

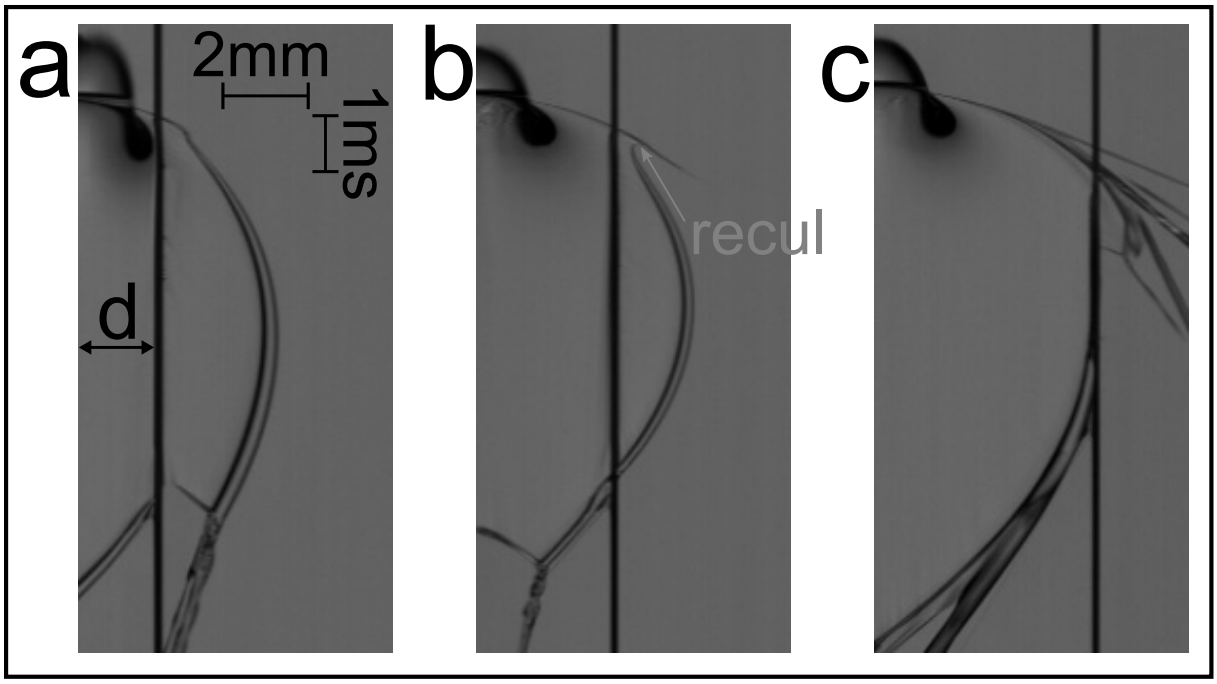

FIGURE 2.21 – Diagramme spatio-temporel d'avancée de la lamelle. L'axe horizontal représente la valeur des pixels sur une demi-droite issue du centre de la goutte et passant par le défaut, l'axe vertical représente le temps s'écoulant de haut en bas. Chaque ligne horizontale de pixels représente une image du film.

Ces images sont redimensionnées sur l'axe temporel et donnent directement l'étalement de la goutte, selon l'axe horizontal, en fonction du temps, selon l'axe vertical. Comme le défaut est à une distance fixe du centre de la goutte, il apparaît comme une ligne verticale pour chacun des trois impacts **a-b-c**. On distingue en haut des images des tâches noires qui rendent compte du passage de la goutte et de son reflet avant impact sur l'axe centre-défaut. Sur chaque image, on peut discerner le bourrelet en grisé et suivre sa dynamique d'étalement et de rétractation. Nous allons tout particulièrement nous pencher sur la dynamique du bourrelet peu après avoir recouvert le défaut. On peut différencier trois cas chacun décrit par une image de la Figure 2.21 :

— **(a)** Profil avec extension maximale sans aucune perturbation de l'avancée par le défaut.

Cela équivaut à un véritable régime de recouvrement au sens où nous l'avons défini jusqu'à présent.

— **(b)** Profil temporel d'avancée de la lamelle sans ancrage au moment de la rencontre avec le défaut, puis présentant un premier maximum local à partir duquel il y a un léger recul du bourrelet. Ensuite, la lamelle s'étend de nouveau radialement et un second maximum d'extension est observé, avant la rétractation finale. Ce régime correspond donc plutôt à une situation d'ancrage transitoire.

— **(c)** Profil sans ancrage au moment de la rencontre entre lamelle et défaut, suivi d'un recul du bourrelet. Il s'en suit un ancrage de la lamelle sur le défaut avec éventuellement léger débordement du bourrelet sur le défaut mais pas de franchissement de la lamelle. Ce profil s'apparente cette fois à un régime d'ancrage permanent.

On peut alors partiellement corriger le biais de soulèvement de la lamelle aux grands nombres de Weber et reclasser certains impacts *a priori* en régime de recouvrement vers le régime d'ancrage transitoire ou celui d'ancrage permanent. On obtient alors de nouveaux diagrammes de régimes pour les défauts les plus fins. Cette correction reste partielle car elle ne permet pas de trancher dans les cas où le défaut reste sous la zone où la lamelle est décollée du substrat comme illustré sur la Figure 2.20. C'est malheureusement le cas pour les impacts à plus hauts nombres de Weber sur le défauts de 36 μm, si bien qu'on n'arrive pas à observer d'impacts en régime d'ancrage permanent pour ce défaut malgré la correction introduite.

Figure bilan post-corrections

On a montré que les diagrammes de régimes étaient relativement indépendants du nombre de Weber et, pour un défaut donné, uniquement dépendant de sa position d^* par rapport au point d'impact. Nous pouvons alors reporter l'ensemble des résultats obtenus pour les régimes d'étalement sur une figure unique (Figure 2.22) d'axe des abscisses a, hauteur du défaut, et d'axe des ordonnées d^*. Chacun des diagrammes expérimentaux précédents y apparaît comme une ligne verticale $a =$ constante. Notons que dans cette figure, le type de régime, pour les hauts nombres de Weber et/ou les défaut les moins épais, a été corrigé sur la base de la discussion du paragraphe précédent sur le décollement de la lamelle.

La Figure 2.22, rend ainsi compte de l'ensemble des régimes d'étalement de lamelle observés en fonction de l'épaisseur du défaut. Nous avons aussi calculé les distances critiques de transition d_1^* et d_2^* en fonction de l'épaisseur du défaut, a, suivant le raisonnement déjà présenté. Pour le calcul de d_1^*, on a utilisé l'estimation autosimilaire de l'avancée du bourrelet donnée par l'Équation 2.1 : $\mathrm{t}_\mathrm{d}^* \approx 0,246\mathrm{d}^{*\frac{5}{3}}$. Cette relation peut être injectée dans l'expression de l'épaisseur pour résoudre numériquement l'équation $h\left(\mathrm{t}_{\mathrm{d}_1}^*, \mathrm{d}_1^*\right) = a$. L'expression théorique de d_2^* en fonction de a est plus simple et s'exprime à partir de l'Équation 2.4 : $h_{\max}^* = \frac{a}{\mathrm{R}_0} = \frac{0,356}{\mathrm{d}_2^{*2}}$. On aboutit alors à l'expression $\mathrm{d}_2^* = \sqrt{\frac{0,356}{\frac{a}{\mathrm{R}_0}}}$. On a alors accès à une prédiction des régimes pour d'autres épaisseurs de défaut.

Il faut néanmoins rappeler que pour les défauts les plus fins, les effets de décollements

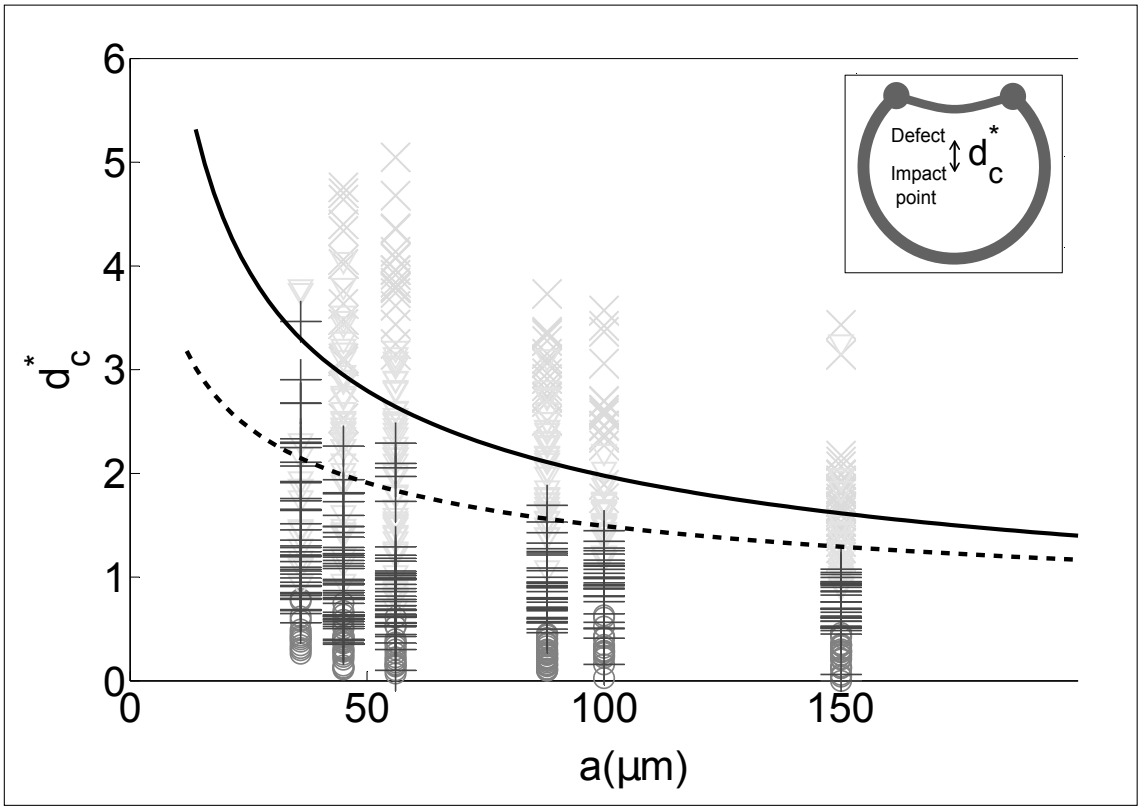

FIGURE 2.22 – Distance adimensionnée entre défaut et point d'impact, d_c^* en fonction de l'épaisseur du défaut, a, sur lequel les séries d'impacts sont réalisées. – d_2^* théorique, ··· d_1^* théorique

complexifient la situation et limitent le caractère prédictif de notre approche. Notons également que le diagramme semble dévier du modèle pour les défauts excentrés d'une distance $d^* < 2$. Pour ces impacts peu excentrés, le temps de rencontre s'avère en effet être inférieur à τ ce qui ne vérifie pas la limite de validité temporelle ($t^* > 1$) pour le modèle d'épaisseur retenu [31, 87]. On peut alors supposer que l'épaisseur de la lamelle naissante est plus fine que celle prédite par le modèle que nous avons retenu. Par conséquent, on observe des impacts en régime d'ancrage transitoire, là où le modèle d'épaisseur prévoit un régime de recouvrement en surestimant l'épaisseur de la lamelle.

2.5 Conclusion et perspectives sur les régimes de recouvrement

À partir des observations d'impacts en caléfaction au voisinage d'un défaut unique nous avons décrit la phénoménologie associée à l'étalement de la lamelle de liquide, et différencié quatre régimes de recouvrement au fur et à mesure que l'impact est excentré du défaut :

— un régime de doubles paires où la lamelle recouvre le défaut et pour lequel apparaissent quatre lobes au niveau du bourrelet périphérique situé dans le sillage du défaut ;

— un régime de recouvrement où la lamelle recouvre le défaut, en aval duquel deux lobes sont générés ;
— un régime d'ancrage transitoire où la lamelle s'ancre momentanément sur le défaut lorsqu'elle le rencontre, puis finit par le recouvrir ;
— un régime d'ancrage permanent où la lamelle s'ancre sur le défaut, ne le recouvre jamais et ne s'en détache que lorsque la rétractation de la goutte rappelle la lamelle vers le point d'impact.

On a réalisé des diagrammes de régimes selon les paramètres de contrôle que sont le nombre de Weber et la distance d^* qui sépare le défaut du centre de la goutte, d^*. Ces diagrammes ont montré que les transitions de régimes semblent indépendantes du nombre de Weber et qu'elles ne sont pilotées que par la distance radiale, d^*. Notre analyse sur les impacts à temps courts nous a permis de caractériser l'avancée autosimilaire de la lamelle (Équation 2.1), ce qui au regard du modèle d'épaisseur retenu de type Eggers-Lastakowski permet de réduire les variables à la seule distance radiale, d^*.

En confrontant l'estimation de l'épaisseur de la lamelle à celle du défaut nous avons proposé un critère de transition de régime pertinent au vu des données expérimentales. Ainsi l'épaisseur locale de la lamelle au moment de la rencontre avec le défaut est égale à l'épaisseur du défaut pour la transition entre régime de recouvrement et régime d'ancrage transitoire. Le maximum temporel d'épaisseur à la position radiale du défaut est égal à l'épaisseur du défaut pour la transition entre régime d'ancrage transitoire et régime d'ancrage permanent.

En somme, la lamelle de fluide ne peut pas franchir un obstacle plus épais qu'elle. Cela implique que le défaut ne parvient pas à épaissir la lamelle de fluide en amont. On peut supposer que les ondes capillaires nécessaires pour déformer l'interface sur la taille caractéristique du défaut ne parviennent pas à remonter en amont de l'écoulement.

Malgré la pertinence de ces critères simples, notre approche a montré néanmoins quelques limites. En effet la lamelle subit l'influence de l'air environnant et se décolle du substrat lorsque le nombre de Weber dépasse la valeur typique de 150. On a proposé une correction partielle de ce biais qui a permis d'affiner nos résultats. Ce décollement de lamelle peut lui aussi faire l'objet d'une étude à part entière. Ce phénomène de soulèvement pourrait s'expliquer entre autre par l'influence de l'air environnant la goutte, voire de la vapeur dans le régime de Leidenfrost.

Concernant la transition entre le régime de doubles paires et le régime de recouvrement plusieurs pistes demeurent ouvertes. On peut déjà remarquer que le seuil de transition est non seulement indépendant du nombre de Weber, mais aussi de la taille du défaut. On peut estimer le volume de fluide susceptible de ressentir l'influence du défaut par rapport au volume de fluide qui se situe *a priori* en aval du défaut. Chacun de ces volumes est proportionnel à l'angle qui mesure la largeur du défaut depuis le centre de l'impact. Le rapport entre ces deux volumes est donc bien indépendant de la largeur du défaut. Pour une distance critique de l'ordre de la moitié du rayon de la goutte, le volume de fluide s'étalant directement en aval du défaut est comparable au volume dévié par le défaut, si bien que ce critère géométrique satisfait aux conditions d'invariance avec le nombre de Weber et la taille du défaut. Comment cette déviation

perturbe-t-elle le bourrelet périphérique pour donner naissance à une double paire de lobes reste une question ouverte de ce travail.

Chapitre 3

Dynamique des lobes

Nous avons étudié dans le chapitre précédent les interactions entre une goutte en impact et un substrat recouvert d'un défaut micrométrique. Nous nous sommes en particulier attachés à déterminer les conditions pour lesquelles ce défaut pouvait endiguer ou limiter l'étalement localement, en piégeant le bourrelet périphérique de la goutte. Les vidéos effectuées montrent également l'émergence d'excroissances dans la direction radiale en aval du défaut. Ces excroissances correspondent à des perturbations d'épaisseur du bourrelet périphérique et prennent la forme de germes de gouttelettes. On les qualifiera de *lobes*. Ces lobes nous rappellent les motifs observés lors d'impacts de gouttes sur des surfaces superhydrophobes texturées en réseau [103] que nous avons présentés au Chapitre 1, Partie 1.9.1. Cependant, contrairement aux branches d'éjection décrites pour les impacts cristallographiques, dans notre cas, la direction des lobes varie au cours du temps. Il nous semble donc intéressant de déterminer ce qui fixe la dynamique de ces lobes lors d'impacts sur défauts uniques en régime de Leidenfrost. Même si des lobes sont présents dans tous les régimes d'étalement décrits au chapitre précédent, nous nous limiterons dans la suite au cas du régime d'ancrage permanent pour lequel les observations sont bien établies.

Après une première partie où nous décrirons la dynamique des lobes dans ce régime particulier d'étalement, nous interpréterons ensuite les résultats observés grâce à deux modèles qui seront présentés dans des sections indépendantes, avant d'être confrontés l'un à l'autre dans une dernière partie.

3.1 Résultats expérimentaux

3.1.1 Premières observations

Commençons par observer le comportement des lobes dans le sillage du défaut sur les prises de vues expérimentales affichées sur la Figure 3.1. Nous pouvons noter qu'à partir de la rencontre avec le défaut, deux lobes sont générés en aval de celui-ci. On remarque aussi que la symétrie circulaire est brisée et se limite à une symétrie le long de l'axe qui relie le centre de la goutte au défaut.

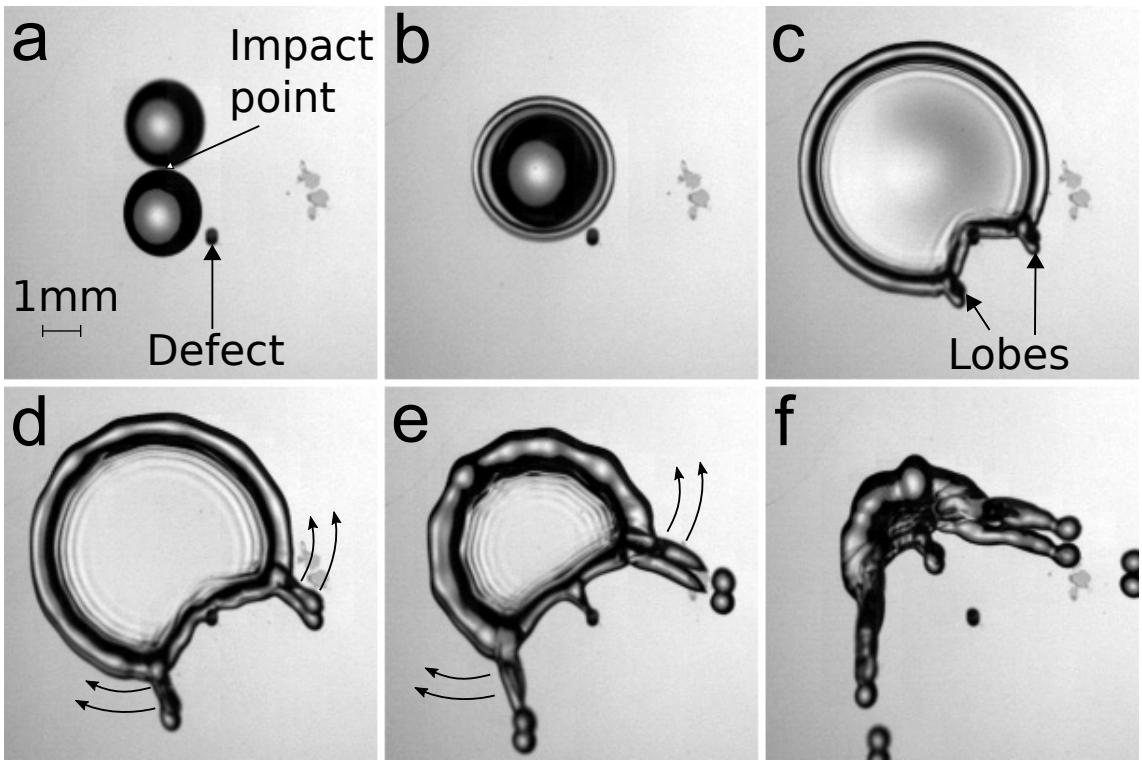

FIGURE 3.1 – Séquence de prises de vue instantanées d'un impact en régime d'ancrage permanent. L'intervalle temporel entre prises est de $2\tau = 1,8$ ms, le nombre de Weber vaut 53.

On peut décrire la chronologie de l'étalement de la goutte en regard de la dynamique des lobes sur les différentes prises de vues de la Figure 3.1.

- **a** : Le point d'impact est repéré à l'intersection entre le contour de la goutte et le contour de sa réflexion par le substrat, l'impact n'a pas encore eu lieu.
- **b** : La lamelle se forme à la base de la goutte. Elle est bordée sur sa périphérie par le bourrelet qui va rencontrer le défaut.
- **c** : Le bourrelet a rencontré le défaut sur lequel la lamelle s'est ancrée. Une arche démouillée est apparue en aval du défaut et les deux lobes émergent à la base de cette arche. L'étalement de la goutte a presque atteint son maximum.
- **d** : L'étalement est à son maximum et la rétractation commence. Sur le cercle décrit par le bourrelet périphérique, les lobes se déplacent orthoradialement en s'éloignant l'un de l'autre, alors qu'ils accumulent du fluide et grossissent.
- **e** : La rétractation se poursuit tandis qu'un doigt de fluide se forme et reste accroché au défaut. Les lobes continuent de s'éloigner l'un de l'autre et éjectent des gouttelettes satellites.
- **f** : La rétractation est presque achevée et les lobes ont continué à s'éloigner l'un de l'autre.

On remarque que les lobes ne se contentent pas d'accompagner la dynamique radiale d'extension/rétractation du bourrelet au cours de l'impact, mais qu'ils se déplacent aussi orthora-

dialement en s'éloignant l'un de l'autre. Ce mouvement dicte à la fois la direction d'éjection des gouttelettes satellites et la morphologie de la goutte en fin d'impact. Aussi avons-nous cherché à le caractériser dans ce chapitre. Pour mieux décrire cette dynamique nous allons introduire maintenant les grandeurs que nous avons mesurées.

3.1.2 Angle d'ouverture depuis le point d'impact

Nous caractérisons la dynamique des lobes à partir de leur position angulaire au cours du temps. Cela implique de définir, en plus de l'emplacement des deux lobes eux-mêmes, un troisième point de référence. Suivant les situations considérées, deux alternatives sont possibles qui correspondront plus naturellement aux différentes approches que nous discuterons ensuite.

Le premier choix consiste à décrire la position angulaire θ des lobes depuis le point d'impact, aussi appelé centre de la goutte.

Repérage de l'angle d'ouverture θ

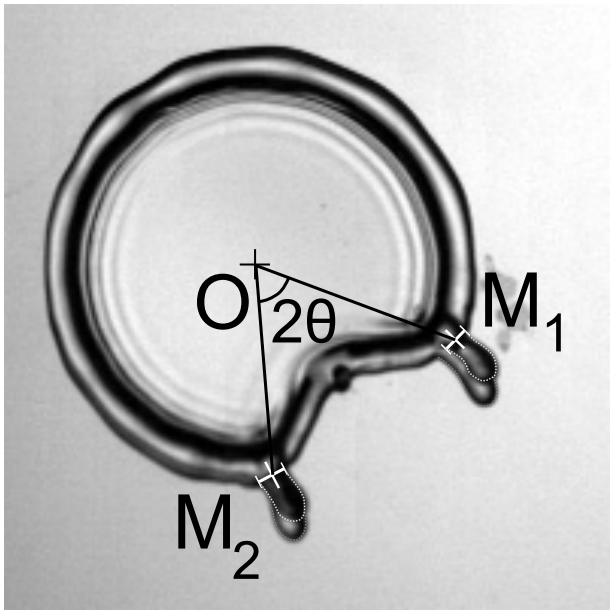

FIGURE 3.2 – Prise de vue d'un impact à We = 58. On repère les points O, M_1 et M_2 comme décrits dans la Partie 3.1.2. ··· Contour du reflet de chaque lobe par le substrat, qui sera ignoré. ··· Contour de chaque lobe en vue directe, qui nous sert de référence.

Nous introduisons l'angle d'ouverture θ, qui mesure l'ouverture d'un seul lobe par rapport à l'axe reliant le centre de la goutte au défaut. Pour des raisons de symétrie axiale de l'impact, on mesure le double de l'angle à partir des 3 points suivants :

— le point d'impact de la goutte, encore appelé centre de la goutte, défini dans le Chapitre 2 Partie 2.2 comme le recoupement entre l'image de la goutte et sa réflexion par le substrat. Il est visible sur la Figure 3.1-**a** et on le repère par O sur la Figure 3.2 ;

— le premier lobe que l'on repère à partir du centre du segment qui délimite la base du lobe. Il est désigné par M_1 sur la Figure 3.2 ;
— le second lobe que l'on repère de la même manière que le premier par le point M_2 sur la Figure 3.2.

Ces trois points donnent une mesure du double de l'angle d'ouverture θ que l'on exprimera : $\theta = \frac{\widehat{M_1OM_2}}{2}$.

Variation temporelle de l'angle d'ouverture θ

Une fois la position θ des lobes ainsi définie, nous pouvons désormais tracer les courbes d'évolution temporelle de cet angle d'ouverture θ en fonction du temps adimensionné après rencontre avec le défaut, $t^* - \mathrm{t}_\mathrm{d}^*$. Ces résultats sont représentés sur la Figure 3.3. Pour différents

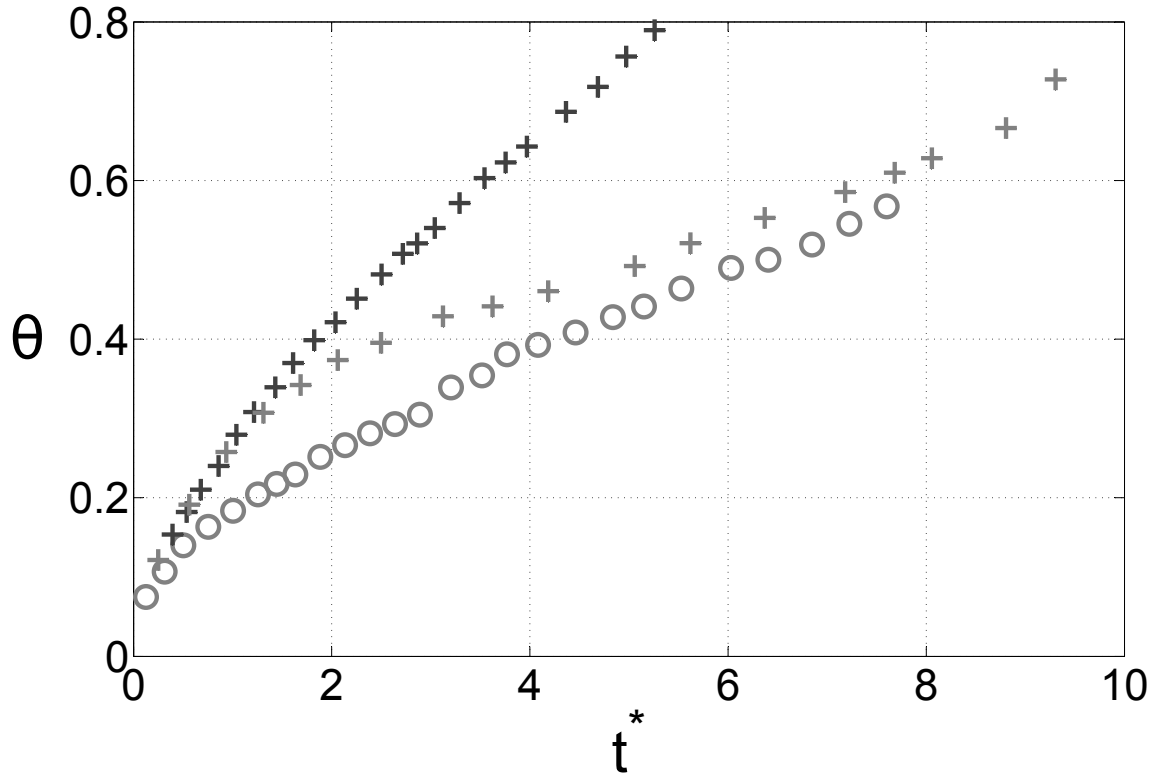

FIGURE 3.3 – Angle d'ouverture θ en fonction du temps adimensionné $t^* - \mathrm{t}_\mathrm{d}^*$ à partir de la rencontre avec le défaut, pour trois impacts différents. + Impact à nombre de Weber We = 68, pour une distance radiale $\mathrm{d}^* = 1,85$. + Impact à We = 235 et $\mathrm{d}^* = 1,98$. ○ Impact à We = 233 et $\mathrm{d}^* = 3,57$.

nombres de Weber et différentes distances radiales entre le défaut et le centre de la goutte, on note que l'angle d'ouverture θ connaît des évolutions essentiellement comparables.

En premier lieu, immédiatement après le piégeage de la lamelle sur le défaut, l'angle d'ouverture croit rapidement au cours du temps, pendant une période d'environ 2τ. Au-delà, ce régime est suivi par une évolution plus lente durant laquelle θ varie linéairement avec t^* de sorte que l'ouverture des lobes s'effectue à vitesse angulaire constante. Ce régime s'étend typiquement jusqu'à des temps après piégeage de l'ordre de 7τ. Enfin, aux temps les plus longs,

ce régime d'ouverture à vitesse constante devient moins net et l'on peut observer une nouvelle accélération de l'ouverture, comme par exemple sur les données représentées par les croix rouges sur la Figure 3.3 ($\mathrm{We} = 235\,;\, d^* = 1,85$).

Pour aller un peu plus loin, il est intéressant de comparer ces évolutions temporelles de l'angle d'ouverture θ avec les images de la Figure 3.1 illustrant la chronologie de l'impact. La première phase pendant laquelle l'angle θ croît rapidement correspond au chronophotographies **b-c** de la Figure 3.1. Pendant cette phase qui suit l'ancrage de la lamelle sur le défaut, la goutte est en plein étalement avec un bourrelet périphérique qui s'étend radialement.

La deuxième phase, correspondant à la gamme de temps après piégeage allant de 2τ à 7τ et durant laquelle l'ouverture des lobes se fait à vitesse angulaire constante, est associé aux chronophotographies **c-d** de la Figure 3.1. Durant cette phase, on note que l'étalement est proche de son maximum, et que la dynamique des lobes correspond donc à un déplacement le long du bourrelet périphérique qui lui est –presque– figé.

Enfin, la plage au-delà de 7τ, pendant laquelle l'angle θ accélère à nouveau en fonction du temps, correspond à la chronophotographie **f** de la Figure 3.1. À ces instants bien ultérieurs à l'étalement maximal, la description de la goutte par une lamelle, un bourrelet et des lobes perd de son sens. En effet, la goutte s'est pour l'essentiel rétractée et sa morphologie correspond davantage à un barreau de fluide courbé qui se raidit : la lamelle a presque totalement disparue, absorbée par le bourrelet et la majorité du fluide se trouve ainsi localisé dans ce bourrelet ainsi que dans les lobes ou excroissances résiduelles. On ne s'intéressera donc pas à la dynamique des lobes dans ce régime, où elle n'apparaît pas véritablement pertinente.

Notons qu'en pratique, le temps d'étalement maximal tout comme le temps de vie sont fonctions du nombre de Weber. Par exemple, une goutte chutant au nombre de Weber de 350 sera encore en étalement à la date $t^* = 5$, alors qu'une goutte avec un nombre de Weber de 30 sera déjà fortement rétractée à la même date. Les gammes temporelles associées aux différentes phases mentionnées ci-avant ne sont donc pas généralisables à tous les nombres de Weber. Les correspondances relevées entre les phases d'étalement de la goutte et le comportement d'ouverture des lobes générés sont-elles en revanche bien robustes comme nous le verrons plus en détails par la suite.

3.1.3 Angle de sillage en aval du défaut

Suivant les situations ou les raisonnements considérés, il pourra être plus naturel de mesurer la position angulaire des lobes par rapport à un autre point de référence, en l'occurrence en répérant l'angle à partir du défaut plutôt que du centre de la goutte.

Repérage de l'angle de sillage α

On définit l'angle de sillage α comme l'angle entre un lobe et l'axe de symétrie de l'impact avec pour sommet le défaut en suivant une méthodologie semblable à la mesure de l'angle par rapport au centre :

— le premier lobe repéré par le point M_1 comme précédemment.
— le second lobe repéré par le point M_2 comme précédemment ;
— l'extrémité apicale du défaut, notée A, correspondant au point du bord du défaut le plus proche du centre de la goutte.

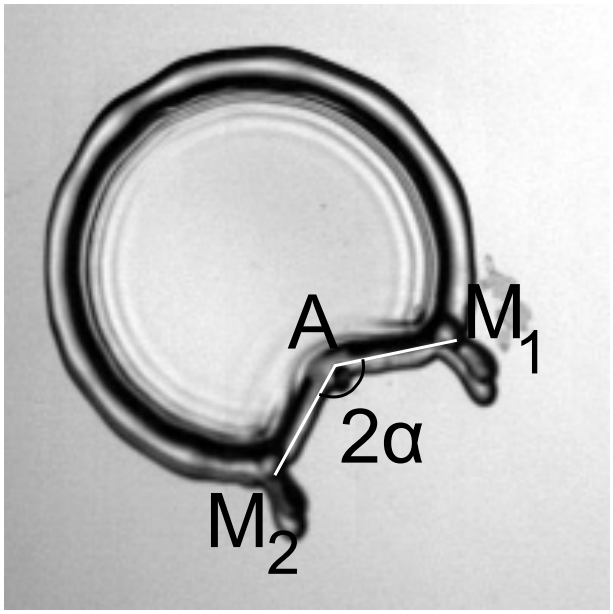

FIGURE 3.4 – Prise de vue d'un impact à We = 58. Les points M_1 et M_2 sont repérés de la même manière que sur la Figure 3.2. Le point A est repéré au bord du défaut le plus proche du centre de la goutte.

L'angle de sillage est alors défini tel que $\alpha = \frac{\widehat{M_1AM_2}}{2}$.

Évolution temporelle de l'angle de sillage α

Une fois l'angle de sillage α, défini et relevé sur les films expérimentaux, nous pouvons tracer son évolution temporelle (Figure 3.5) pour les mêmes impacts que ceux présentés dans les paragraphes précédents. L'évolution de l'angle de sillage est bruitée dans les premiers instants, puisque l'extension de la base des lobes est du même ordre de grandeur que la distance entre lobes et défaut. Le simple fait que les lobes augmentent de volume est susceptible d'introduire un biais sur la mesure de l'angle de sillage. Dès que les lobes sont suffisamment éloignés du défaut pour garantir une mesure fiable de l'angle de sillage, on retrouve une croissance de l'angle α en fonction du temps qui découle évidemment de celle déjà décrite auparavant pour θ.

3.2 Interprétations

Nous discutons maintenant les possibilités de décrire et de comprendre la dynamique des lobes observés. Pour cela nous considérons ci-après différentes approches et modélisations théoriques.

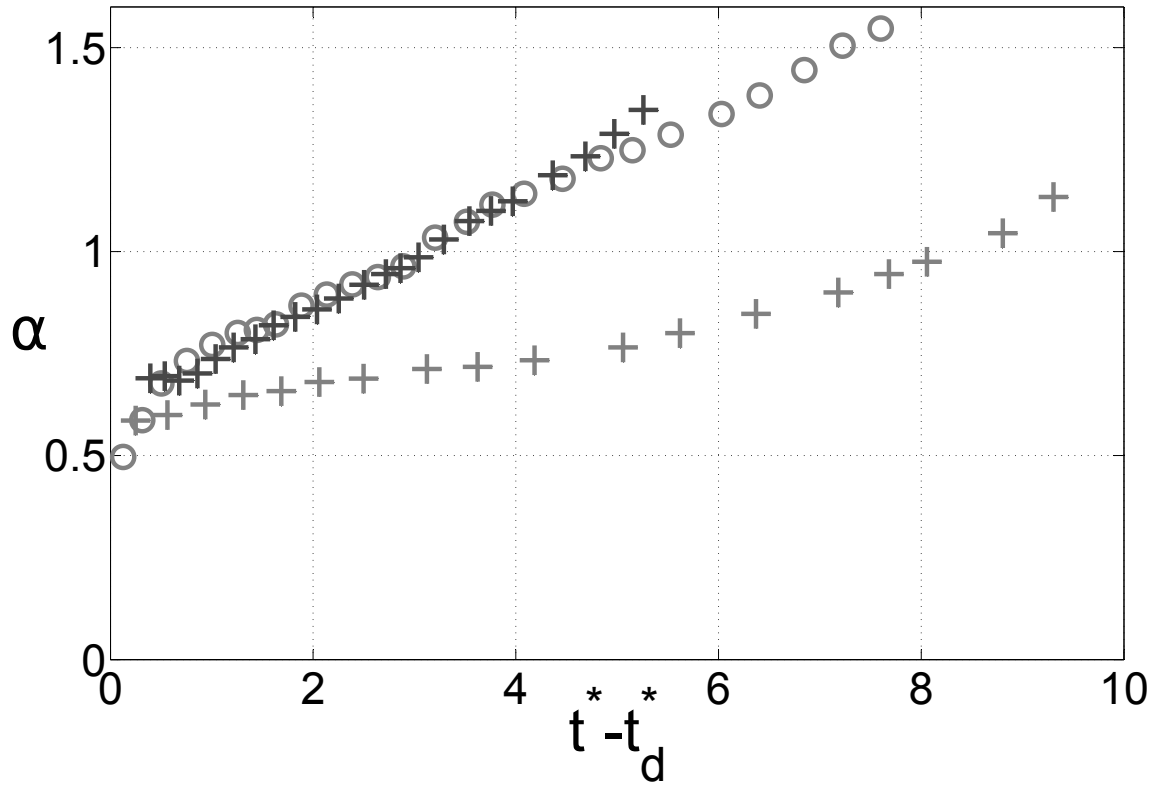

FIGURE 3.5 – Angle de sillage α en fonction du temps adimensionné, $t^* - t_d^*$ pris à partir de la rencontre avec le défaut pour trois impacts. + Impact à nombre de Weber We = 68 et $d^* = 1,85$. + Impact à We = 235 et $d^* = 1,98$. ○ Impact à We = 233 et $d^* = 3,57$.

3.2.1 Sillage de Mach et ondes capillaires

Puisque les lobes témoignent de la trace que laisse le défaut sur l'écoulement de fluide en son aval, une idée relativement naturelle consiste à tenter de les relier à la notion de sillage. Comme cela a déjà été suggéré dans la littérature pour un problème proche [41], il s'agit ici de voir dans l'arche démouillée un sillage de Mach dont les lobes marquent l'extension.

Les sillages de Mach se rencontrent traditionnellement dans les écoulements supersoniques dans des gaz, comme en aéronautique, mais aussi pour le sillage de bateaux [106, 107]. Les perturbations de l'écoulement autour d'un obstacle sont advectées en aval à la vitesse de l'écoulement, celle d'un avion supersonique par exemple. Ces perturbations se propagent orthogonalement à l'écoulement à la célérité des ondes mécaniques propres au milieu, à savoir la vitesse du son dans l'air pour un avion. De ce fait lorsque la vitesse de l'écoulement dépasse la célérité des ondes dans le milieu, il y a apparition d'un cône de Mach dont l'angle est dicté par le rapport entre ces deux vitesses. Dans notre cas, les perturbations se propagent à la surface du fluide sous forme d'ondes capillaires dont la vitesse de phase, bien que très dispersive, est de l'ordre de 30 cm/s dans notre problème, tandis que la vitesse de l'écoulement est de l'ordre du mètre par seconde. On est a priori bien dans une situation susceptible de donner naissance à un cône de Mach et nous faisons l'hypothèse que l'arche démouillée en est la matérialisation.

Dans ce modèle simple de sillage de Mach, on considère que la vitesse de l'écoulement

est uniforme sur l'ensemble du sillage ; on prend alors sa valeur théorique au niveau du défaut comme référence. On considère aussi que chaque lobe est relié au défaut par un bourrelet de sillage rectiligne. Dans ces conditions, l'angle de sillage doit vérifier : $\sin\alpha = \frac{c}{v_r(\mathrm{d},t_\mathrm{d})}$. Le problème est complexe car instationnaire, la vitesse variant en fonction du temps et de la position du défaut. Une possibilité consiste alors à ne considérer que les premiers instants après la formation du sillage et à relever ainsi l'angle de sillage initial des lobes α_0 pour le comparer à un sillage de Mach pour des ondes capillaires. Comme nous l'avons déjà mentionné une approche analogue a déjà été suggérée dans la littérature pour des impacts sur cible au cours desquels une aiguille en bord de cible –notre défaut– venait ouvrir la lamelle en expansion [41].

En pratique, nous avons mentionné précédemment que les valeurs de l'angle α sont bruitées aux premiers instants suivant la rencontre avec le défaut. Pour obtenir la valeur à l'origine, on trace la grandeur d'intérêt, ici $\sin\alpha$, en fonction du temps et l'on extrapole par un ajustement linéaire la valeur initiale, $\sin\alpha_0$ à $\mathrm{t_d^*}$. Pour des impacts effectués à différents nombres de Weber et pour différentes distances d^*, on trace sur la Figure 3.6 $\sin\alpha_0$ en fonction de $v_r(\mathrm{d},t_\mathrm{d})$ où v_r est la vitesse locale du fluide au niveau du défaut, et au temps de rencontre, définie au Chapitre 1, Partie 1.6.1.

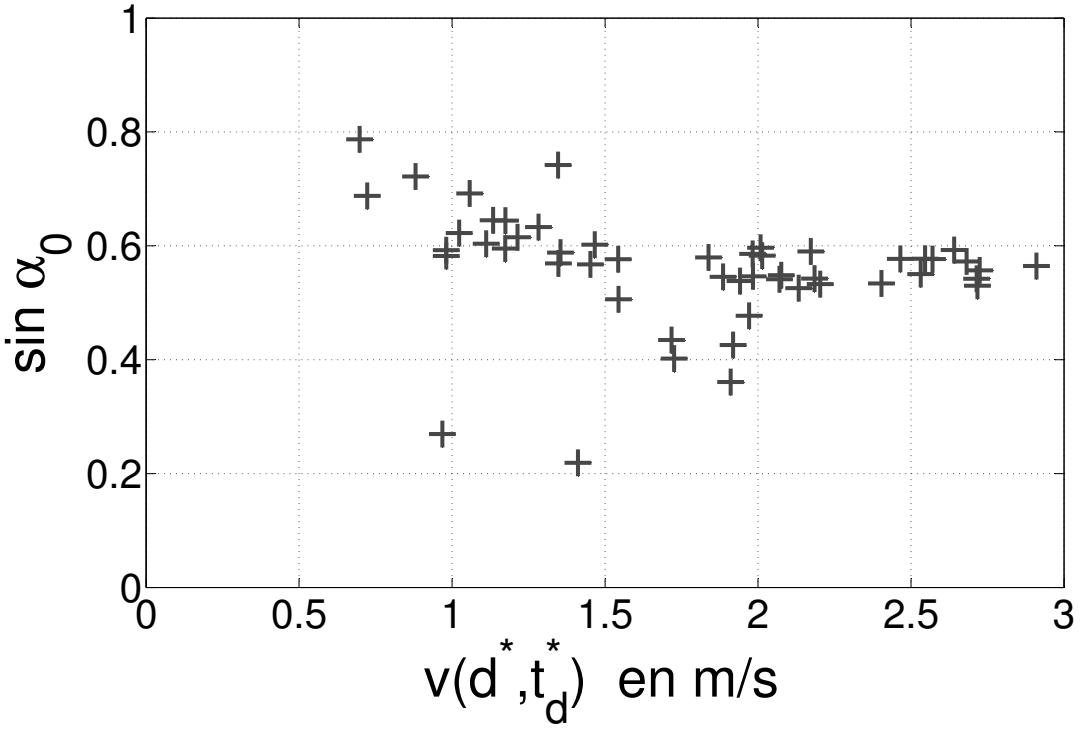

FIGURE 3.6 – Tracé de $\sin\alpha_0$ en fonction de $v_r\,(\mathrm{t_d},\mathrm{d})$.

On observe sur la figure 3.6 que la valeur mesurée $\sin\alpha_0$ varie peu avec la vitesse $v\,(\mathrm{d}^*,\mathrm{t_d^*})$ estimée au niveau du défaut. Sur la plage de vitesses de $0,5$ m/s à $1,5$ m/s, la valeur de $\sin\alpha_0$ décroît quelque peu avec la vitesse dans la lamelle, mais reste globalement constante ensuite pour les vitesses supérieures. De plus, les valeurs de $\sin\alpha_0$ restent confinées entre $0,2$ (voire

$0,4)$ et $0,8$. Ainsi, les évolutions mesurées sont bien loin des dépendances attendues pour un sillage de Mach en $v_r\,(\mathrm{t_d}, \mathrm{d})^{-1}$.

On peut évidemment objecter qu'une telle dépendance suppose que la vitesse caractéristique des ondes de surface, c, est identique pour toutes les conditions étudiées. En pratique cela n'a rien d'évident et d'ailleurs l'existence même d'une vitesse caractéristique unique est elle-aussi discutable. En effet, la relation de dispersion des ondes capillaires suggère une vitesse de phase dépendant de l'épaisseur de la lamelle ainsi que de la longueur d'onde considérée comme le prouve l'équation de dispersion : $\omega^2 = \left(gk + \frac{\gamma k^3}{\rho}\right)\tanh(kh)$, où ω est ici la pulsation de l'onde, k son nombre d'onde, g l'accélération de la pesanteur et h l'épaisseur de la lamelle.

Finalement, des discussions précédentes ainsi que de la confrontation avec les données expérimentales, il ressort de cette première tentative de rationalisation que cette piste initiale du modèle de Mach ne semble pas pertinente pour expliquer la dynamique des lobes. Dans la suite, nous explorons des approches alternatives fondées sur des bilans de quantité de mouvement au niveau des lobes, qui se sont révélées beaucoup plus fructueuses.

3.2.2 Rappel inertio-capillaire exercé par le bourrelet : *le modèle d'haltères.*

Dans cette partie, on se focalise sur la dynamique d'ouverture des lobes aux temps intermédiaires, caractérisée par une vitesse angulaire $d\theta/dt =$ constante, et des lobes qui se déplacent le long d'un bourrelet circulaire « figé », comme décrit précédemment Figure 3.3.

Principe du modèle

Dans le régime qui nous intéresse, les lobes s'écartent l'un de l'autre en se déplaçant le long d'un tore (le bourrelet) à vitesse $\omega = \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}$. Durant ce processus, les lobes grossissent à mesure qu'ils collectent la matière présente dans l'élément de bourrelet qu'ils viennent d'incorporer (voir le schéma figure 3.7).

Il est tentant de voir dans ces différents éléments une analogie avec les approches de Taylor-Culick utilisées au chapitre précédent pour l'ouverture d'un trou dans une lamelle. Dans cette vision, l'ouverture des lobes est une version uni-dimensionnelle de l'ouverture d'un trou via un mécanisme inertio-capillaire, l'augmentation de quantité de mouvement du lobe au cours du temps résultant des forces capillaires exercées sur lui par le bourrelet.

Dans cette description, on considère que les effets de la lamelle sur les lobes sont négligeables par rapport aux effets dus au bourrelet périphérique. La dynamique des lobes est donc pilotée à l'échelle globale de la périphérie de la goutte et non localement au voisinage du défaut. En somme, les lobes constituent des masses rappelées par les forces capillaires exercées par un barreau de fluide courbé : le bourrelet périphérique. C'est pourquoi on qualifie notre approche de *modèle d'haltères*. On va alors écrire une relation fondamentale de la dynamique pour un lobe et la projeter sur la direction orthoradiale (la direction radiale étant celle qui joint le centre

de la goutte au lobe), mais avant cela il est nécessaire de préciser totalement la géométrie sur laquelle le modèle s'applique.

Géométrie du problème

Dans notre modèle, le bourrelet périphérique est assimilé à un tore de section circulaire, dont le grand rayon est fixe, égal au rayon d'étalement maximal de la goutte, R_{max} et dont le petit rayon est égal au rayon de la section du bourrelet r_b. Nous reviendrons plus en détails sur ces hypothèses par la suite.

On distingue le bourrelet périphérique, qui délimite l'extension radiale de la goutte étalée, hors de la zone de sillage, du bourrelet de sillage, qui délimite lui les frontières de l'arche de démouillage en aval du défaut. En ce qui concerne ce bourrelet de sillage, on néglige la composante orthoradiale du rappel qu'il exerce sur chaque lobe. De la sorte, il ne reste donc qu'une force capillaire dirigée vers l'extérieur du sillage, exercée par le bourrelet périphérique sur chaque lobe et représentée par des flèches noires sur la Figure 3.7.

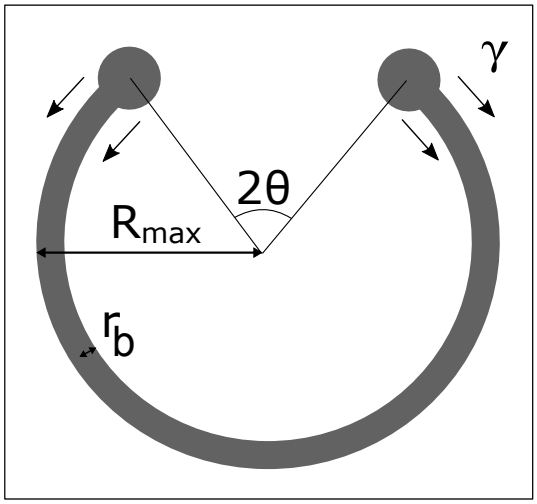

FIGURE 3.7 – Schéma illustrant la géométrie du modèle, où θ est l'angle d'ouverture des lobes, γ la tension de surface du fluide, r_b est le rayon de la section du bourrelet et R_{max} est le rayon d'étalement maximal de la goutte.

Équation du modèle

Dans la géométrie décrite sur la Figure 3.7, on applique la relation fondamentale de la dynamique appliquée à une lobe et projetée sur l'axe orthoradial pointant vers l'extérieur du sillage. Dans ces conditions, la relation prend la forme

$$\frac{d(mv)}{dt} = 2\pi r_b \gamma. \tag{3.1}$$

Cette équation, analogue 1D au modèle de Taylor-Culick, admet une solution à vitesse constante telle que :

$$\rho\pi r_{\mathrm{b}}^2 \mathrm{R}_{max}^2\omega^2 = 2\pi\gamma r_{\mathrm{b}}. \tag{3.2}$$

Finalement, on aboutit en variables adimensionnées à l'expression de la vitesse angulaire d'ouverture des lobes :

$$\omega^* = \frac{1}{\mathrm{R}_{\mathrm{max}}^*}\sqrt{\frac{2}{r_{\mathrm{b}}^* \cdot \mathrm{We}}}. \tag{3.3}$$

Cette expression possède une dépendance explicite en nombre de Weber $\omega^* \propto \mathrm{We}^{-1/2}$, ainsi qu'en rayon d'étalement maximal et en rayon du bourrelet périphérique via le terme $\frac{1}{\mathrm{R}_{\mathrm{max}}^*}\sqrt{\frac{2}{r_{\mathrm{b}}^*}}$. Voyons comment ces prédictions se confrontent à nos données expérimentales.

Comparaison du modèle de rappel par le bourrelet aux données expérimentales

On effectue des relevés de l'angle d'ouverture θ en fonction du temps, comme défini dans la Partie 3.1.2. Pour chaque impact, on définit le temps critique t_{c}^* à partir duquel la vitesse d'ouverture angulaire ω^* devient constante (nous verrons par la suite comment nous définissons $\mathrm{t}_{\mathrm{c}}^*$ précisément). On réalise un ajustement linéaire aux temps ultérieurs à $\mathrm{t}_{\mathrm{c}}^*$, pour extraire la valeur de ω^*. Pour différents impacts, cette vitesse d'ouverture est reportée en fonction du nombre de Weber sur la Figure 3.8.

Comme on peut le voir, l'ensemble des données ainsi obtenues se rassemblent sur une courbe maîtresse dont un ajustement en loi de puissance donne une excellente description avec un exposant de $-0,51$, en parfait accord avec la prédiction proposée $\omega^* \propto \mathrm{We}^{-1/2}$. Le préfacteur $(0,86)$ est proche de 1 dans ces variables adimensionnées, suggérant aussi la pertinence de notre approche. Il est néanmoins possible d'être plus quantitatif puisque la description théorique propose une expression pour ce préfacteur, qu'il est possible d'estimer plus précisément.

Discussion du modèle et interprétations des résultats

Avant d'aller plus loin dans la discussion du modèle et notamment les différentes dépendances qui apparaissent dans l'Équation 3.3, nous allons revenir sur l'une des hypothèses du modèle : considérer le bourrelet périphérique comme une structure de taille fixée $\mathrm{R}_{\mathrm{max}}$. En effet, cette taille apparaît directement dans l'expression obtenue de la vitesse angulaire d'ouverture.

Variations temporelles de l'étalement. Dans une comparaison qualitative entre un exemple de courbe $\theta(t)$ et la chronophotographie de l'impact associé, nous avons suggéré que le régime d'ouverture des lobes à vitesse angulaire constante se déroule lorsque la goutte est proche de son rayon d'étalement maximal. Le bourrelet périphérique est alors considéré d'extension radiale fixe, prise égale à $\mathrm{R}_{\mathrm{max}}$.

Pour tester plus quantitativement ce point, nous avons défini à partir des relevés angulaires expérimentaux un temps critique t_{c} à partir duquel commence le régime considéré ici d'ouverture à vitesse angulaire constante. Le temps t_{c} correspond au temps le plus court à partir duquel

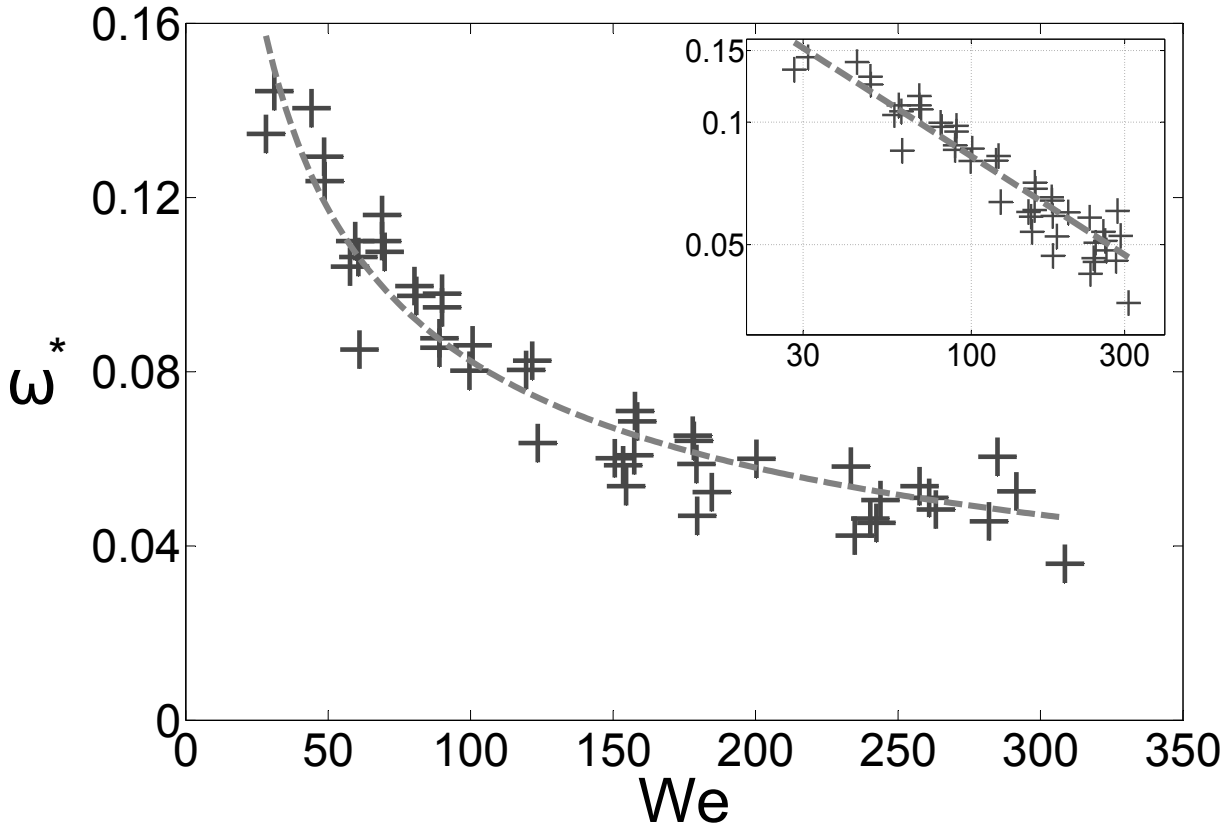

FIGURE 3.8 – Vitesse d'ouverture angulaire adimensionnée $\omega^* = \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t^*}$, en fonction du nombre de Weber. + Relevés expérimentaux à partir d'ajustements restreints sur les portions linéaires de $\theta\,(t^*)$, ··· Ajustement sous la forme $y = a \cdot x^{\mathrm{n}}$ pour lequel $a = 0,86$ et $\mathrm{n} = -0,51$. Les mêmes courbes sont représentées dans l'encadré en échelles logarithmiques.

le coefficient de corrélation de l'ajustement linéaire de l'angle d'ouverture θ en fonction du temps atteint son maximum, typiquement $0,98$. Nous pouvons alors reporter les valeurs de rayon d'étalement en fonction du temps en différenciant les temps antérieurs à t_c^* (en rouge) des temps ultérieurs à t_c^* (en bleu). Nous avons reporté ce rayon d'étalement, adimensionné par l'étalement maximal, en fonction du temps sur la Figure 3.9. En pratique, sur l'ensemble des impacts considérés pour lesquels le nombre de Weber varie de 30 à 300 et le temps d'étalement maximal adimensionné $\mathrm{t}_\mathrm{max}^*$ varie de $3,3$ à 8, on observe une excellente corrélation entre un rayon d'étalement de la goutte proche de son maximum, et une dynamique d'ouverture à vitesse angulaire constante c'est-à-dire un temps $t^* > \mathrm{t}_\mathrm{c}^*$.

Plus précisément, on remarque que le rayon d'étalement de la goutte atteint en moyenne 85% de son maximum pour les temps ultérieurs à $\mathrm{t_c}$. Au-delà du temps d'étalement maximal, la goutte entame sa rétractation mais, comme le montre la figure 3.9, à la fin des relevés angulaires, le rayon d'étalement reste toujours supérieur à 80% de son maximum. Ainsi, pour la majorité des impacts, la plage temporelle sur laquelle l'ouverture angulaire est linéaire en fonction du temps correspond à celle pour laquelle l'étalement est centré autour de sa valeur maximale dans un intervalle de 20%.

Sur la cinquantaine de relevés angulaires réalisés, sept possèdent un temps critique pour

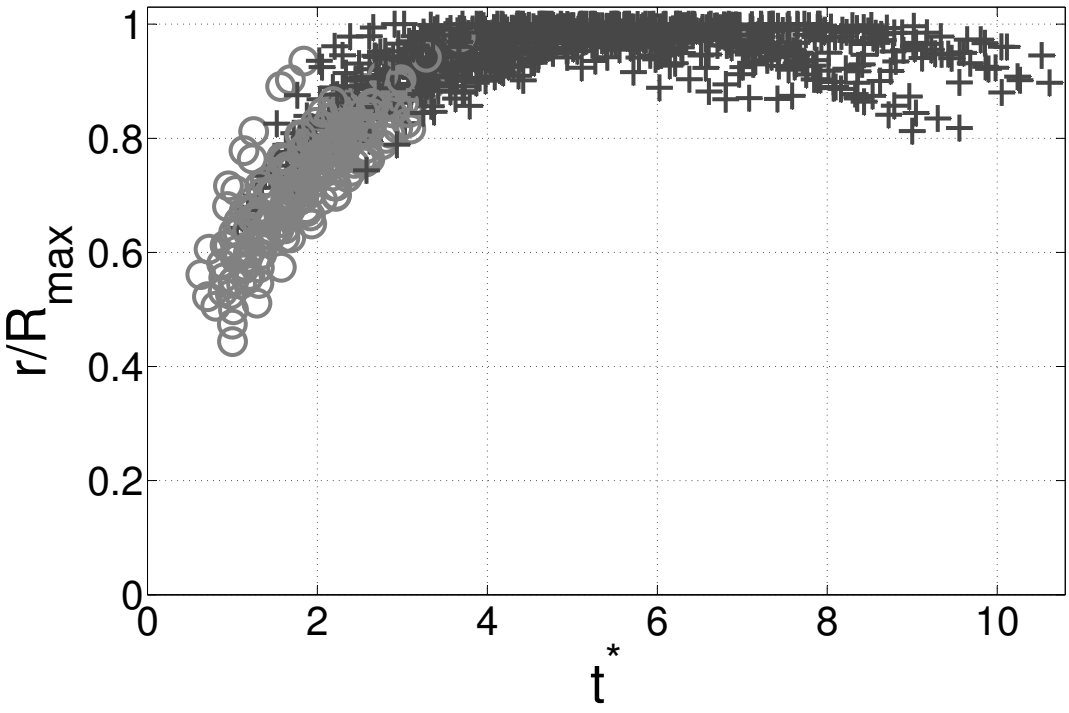

FIGURE 3.9 – Rayon d'étalement, r, adimensionné par le rayon d'étalement maximal $\mathrm{R_{max}}$ en fonction du temps adimensionné t^* pour 51 impacts où le nombre de Weber varie de 30 à 300. ○ Instants antérieurs à $\mathrm{t_c^*}$. + Instants ultérieurs à $\mathrm{t_c^*}$.

lequel l'étalement est entre 65% et 80% de son maximum. Pour ces quelques impacts, on peut tout à fait restreindre davantage la plage temporelle des relevés angulaires à l'intervalle temporel pour lequel $r\,(t) > 0,8\mathrm{R_{max}}$ ce qui n'affectera pas les vitesses d'ouverture angulaires ω^* obtenues.

En somme le critère temporel correspondant à la condition $r\,(t) > 0,8\mathrm{R_{max}}$ est suffisant pour garantir une dynamique des lobes à vitesse angulaire d'ouverture constante. Cela est cohérent avec l'hypothèse du modèle sur le rayon d'étalement assimilé à $\mathrm{R_{max}}$. Dans les faits, l'hypothèse d'un bourrelet périphérique de grand rayon proche de $\mathrm{R_{max}}$ est généralement vérifiée, et l'on va pouvoir s'appuyer sur ce point pour poursuivre la comparaison détaillée données expérimentales et prédictions du modèle d'haltères.

Influence du nombre de Weber sur le facteur $\frac{\sqrt{2}}{R^*_{\max}\sqrt{r^*_{\mathrm{b}}}}$ et prédiction par modèle de conservation du volume. Comme nous l'avons vu figure 3.8, les données expérimentales pour ce régime d'ouverture à vitesse constante montrent une excellente dépendance en $\mathrm{We}^{-1/2}$ telle que prédite par notre modèle d'haltères Eq. 3.3. Qu'en est il néanmoins des autres dépendances en rayon d'étalement maximal et rayon de bourrelet ? En effet, outre la vérification que le modèle permet de prédire quantitativement le pré-facteur de la loi d'échelle en Weber, ces deux grandeurs peuvent *a priori* contenir des dépendances implicites en We qui potentiellement pourraient remettre en cause l'accord avec les données expérimentales.

Pour ce qui est du rayon d'étalement maximal, nous avons en effet déjà vu au Chapitre 1, Partie 1.7.1, qu'il varie avec le nombre de Weber. Pour les nombres de Weber inférieurs à 100, une dépendance approchée du type $\mathrm{R}^*_{\max} \propto \mathrm{We}^{1/4}$ est proposée [6, 81, 108], tandis que pour les nombres de Weber plus grands, de l'ordre du millier, on s'attend plutôt à une relation du type $\mathrm{R}^*_{\max} \propto \mathrm{We}^{1/2}$ [91, 94, 22, 81]. Notre gamme de Weber étant intermédiaire, nous avons déterminé la loi de puissance la plus représentative en réalisant un ajustement du rayon d'étalement maximal adimensionné en fonction du nombre de Weber. Nous aboutissons à $\mathrm{R}^*_{\max} = 0,99\mathrm{We}^{0,29}$ ce qui est proche du régime $\mathrm{R}^*_{\max} \sim \mathrm{We}^{\frac{3}{10}}$ observé pour des impacts en caléfaction présenté au Chapitre 1, Partie 1.7.1 [84].

Voyons désormais ce qu'il en est pour le dernier paramètre entrant dans les prédictions du modèle d'haltères : le rayon de la section du bourrelet à l'étalement maximal r_b. Celui-ci dépend a priori également du nombre de Weber. Notons que compte tenu de la dépendance précédente du rayon maximal, c'est même une nécessité pour que le modèle d'haltères puisse conserver son crédit. De fait, on observe bien expérimentalement que le rayon de la section du bourrelet à l'étalement maximal r_b diminue avec le nombre de Weber comme représenté sur la Figure 3.10. Si l'on combine ces relevés expérimentaux pour r_b à ceux obtenus pour $\mathrm{R}^*_{\max}$, on peut calculer le facteur théorique $\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{R}^*_{\max}\sqrt{r^*_\mathrm{b}}}$, représenté Figure 3.10. Celui-ci apparaît remarquablement constant avec le Weber ce qui valide complètement le modèle d'haltères pour décrire ce régime de dynamique des lobes. Quantitativement l'ajustement en $\mathrm{We}^{-1/2}$ de ω^* donnait un pré-facteur de $0,86$ quand la valeur mesurée Figure 3.10 prédit $0,81$.

Pour poursuivre, on peut chercher à être plus prédictif en proposant une expression analytique pour le rayon du bourrelet. Connaissant la loi phénoménologique pour le rayon maximal d'étalement, il est possible d'obtenir une loi pour r^*_b par un simple argument de conservation du volume. Notre calcul repose sur les estimations suivantes :

— $\mathrm{R}^*_{\max} = 0,99\mathrm{We}^{0,29}$;
— $\mathrm{t}^*_{\max} \simeq 0,5\mathrm{We}^{1/2}$ d'après [87] ;
— $V_\mathrm{lam} = 2\pi \int_0^{\mathrm{R}^*_{\max}} h(r, \mathrm{t}_{\max}) r dr$,

où V_lam est le volume de la lamelle liquide.

En substituant l'étalement maximal et le temps auquel il est atteint par leurs valeurs respectives en fonction du nombre de Weber, et en remplaçant le profil d'épaisseur $h(r, \mathrm{t}_{\max})$ par son expression approchée (voir Chapitre 1 Partie 1.6.2), on aboutit à l'intermédiaire de calcul suivant :

$$V_\mathrm{lam} = 2\pi\ 3,19 \int_0^{0,15\mathrm{We}^{-0,2}} \frac{u}{(1+u^2)^6} \mathrm{d}u. \tag{3.4}$$

Ce qui se calcule aisément et donne le résultat suivant :

$$V_\mathrm{lam} = \frac{4}{3\pi} \times 3,19 \Big[1 - \frac{1}{\Big(1 + 0,15\mathrm{We}^{-0,4}\Big)^5}\Big]. \tag{3.5}$$

En remarquant que pour la plage de nombre de Weber de travail le facteur $0,15\mathrm{We}^{-0,4}$ est bien

inférieur à 1, on aboutit finalement à une estimation du volume de la lamelle :

$$V_{\text{lam}} \simeq \frac{4}{3\pi} \times 2,39\text{We}^{-0,4}. \tag{3.6}$$

Sous l'hypothèse de conservation du volume, on peut en déduire le volume du bourrelet V_{b} et avec l'approximation $V_{\text{b}} \simeq 2\pi^2 \text{R}_{\text{max}} r_{\text{b}}^2$, on en déduit l'estimation du rayon du bourrelet à l'étalement maximal :

$$r_{\text{b}} = \sqrt{\frac{2}{3\pi}\Big(\frac{1 - 2,39\text{We}^{-0,4}}{\text{We}^{0,3}}\Big)}. \tag{3.7}$$

Finalement, si l'on combine cette expression avec celle utilisée pour le rayon maximal, nous obtenons une prédiction du pré-facteur dans l'Équation 3.3 du modèle d'haltères :

$$\frac{\sqrt{2}}{\text{R}^*_{\text{max}}\sqrt{r^*_{\text{b}}}} = \left(\frac{6\pi}{1 - 2,39\text{We}^{-0,4}}\right)^{1/4} \cdot \text{We}^{-0,225} \tag{3.8}$$

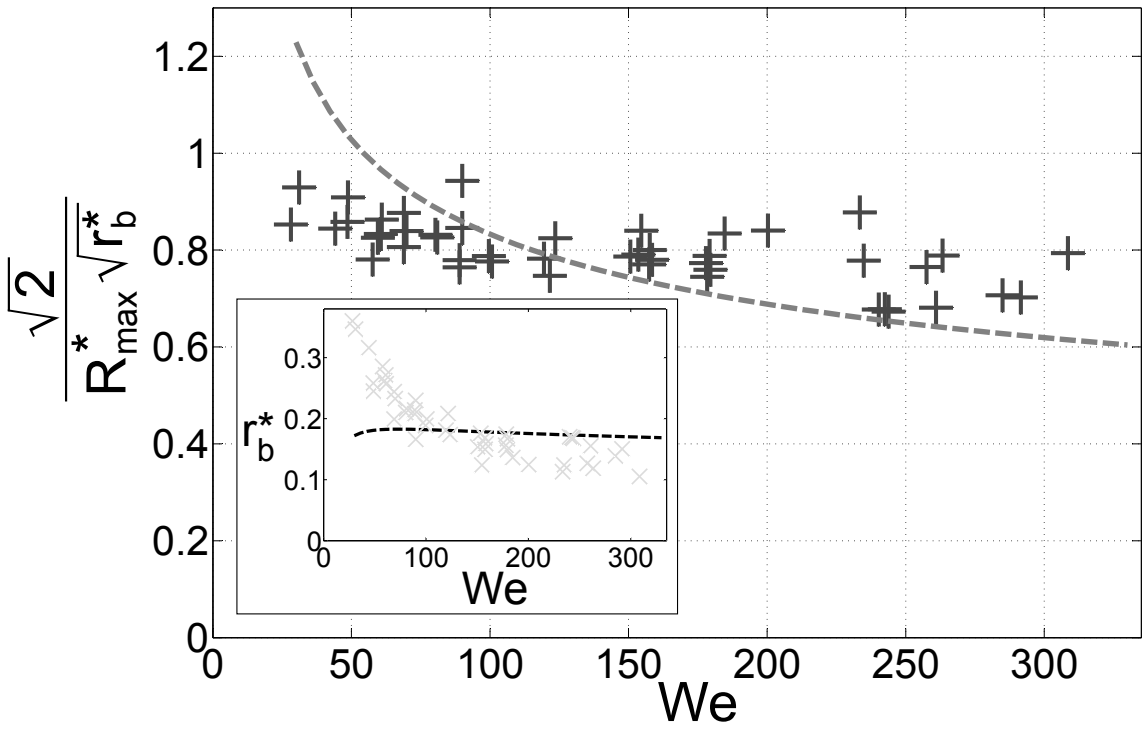

FIGURE 3.10 – + : $\frac{\sqrt{2}}{\text{R}^*_{\text{max}}\sqrt{r^*_{\text{b}}}}$ issu de relevés au temps d'étalement maximum en fonction du nombre de Weber. --- Estimation à partir d'un modèle de conservation de volume. Dans l'encadré : × Rayon du bourrelet adimensionné, r^*_{b}, mesuré. ··· Rayon du bourrelet estimé par le modèle de conservation du volume.

Les expressions que nous venons d'obtenir peuvent être confrontées aux données expérimentales présentées en Figure 3.10. Si l'on s'intéresse pour commencer au rayon de la section du bourrelet r_{b} (encart de 3.10), on voit que la prédiction par l'Équation 3.7 affiche une valeur

moyenne approchée de $0,18$ ce qui concorde avec la valeur moyenne des données, $0,19$. Néanmoins, l'expression 3.7 donne un rayon r_b presque invariant avec le nombre de Weber alors que les données expérimentales décroissent elles de manière significative avec We.

Le fait que notre expression sous-estime les mesures de rayon de la section du bourrelet à faibles nombres de Weber peut se comprendre à partir des travaux d'Henri Lastakowski [35], qui montrent que pour les nombres de Weber inférieurs à 100, le temps d'étalement maximal est plus grand que l'estimation de notre modèle $\mathrm{t}^*_\mathrm{max} = 0,5\mathrm{We}^{1/2}$. Cela implique que pour un même étalement maximal entre modèle et expériences, la lamelle s'est affinée pendant plus longtemps dans les expériences et que davantage de liquide s'est accumulé dans le bourrelet. Cela explique bien l'écart observé sur l'encadré de la Figure 3.10 pour les nombres de Weber inférieurs à la centaine.

Aux nombres de Weber supérieurs à 150 au contraire, notre expression tend plutôt à surestimer le rayon de la section du bourrelet. Nous supposons que cela est dû au phénomène de splash qui apparaît alors. L'éjection de gouttelettes depuis le bourrelet, qui s'opère lors du splash, amincit la section du bourrelet, cette perte de volume n'étant pas prise en compte dans le raisonnement de conservation que nous avons mené. Pour terminer sur cette estimation du rayon du bourrelet, mentionnons que nous avons également affiné notre approche en mesurant le rapport d'aspect de la section du bourrelet qui a été relevé expérimentalement par des vues de côté et de dessus. Une discussion de ces phénomènes de second ordre est présentée en annexe A.

Pour terminer, on peut comparer cette fois la prédiction complète pour le préfacteur $\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{R}^*_\mathrm{max}\sqrt{r^*_\mathrm{b}}}$ aux données expérimentales. La valeur moyenne du préfacteur retournée par le modèle (pointillés rouges) atteint $0,75$ ce qui est cohérent avec la valeur de $0,81$ obtenue à partir des données (croix bleues). Comme nous l'avons déjà discuté, les données expérimentales sont remarquablement constantes avec le nombre de Weber. L'expression phénoménologique quant à elle affiche une décroissance, l'écart pouvant être imputé aux lacunes que nous venons de décrire concernant l'estimation de r_b.

Conclusion sur le modèle d'haltères

Dans cette partie, nous avons cherché à décrire le régime d'ouverture des lobes à vitesse angulaire constante, observé aux temps d'impacts intermédiaires, lorsque la goutte s'est presque totalement étalée sur le substrat. Nous avons proposé un modèle de rappel inertio-capillaire qui décrit l'angle d'ouverture des lobes θ à l'échelle globale de la goutte. Ce modèle constitue une version uni-dimensionnelle de la dynamique de Taylor-Culick d'ouverture d'un trou, les deux lobes s'écartant sous l'effet des forces capillaires exercées par le bourrelet périphérique. Ce modèle conduit à une expression très simple de la vitesse angulaire d'ouverture

$$\omega^* = \frac{1}{\mathrm{R}^*_\mathrm{max}}\sqrt{\frac{2}{r^*_\mathrm{b}\cdot\mathrm{We}}}.$$

L'examen des relevés expérimentaux de vitesse d'ouverture a confirmé la dépendance $\omega^* \propto \mathrm{We}^{-1/2}$. Plus quantitativement, nous avons pu déterminer expérimentalement de façon indépendante le pré-facteur attendu théoriquement pour cette loi de puissance $\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{R}^*_{\max}\sqrt{r^*_{\mathrm{b}}}}$ et nous avons montré qu'il correspondait parfaitement à celui trouvé par ajustement de $\omega^*(\mathrm{We})$.

Notre modèle de rappel par le bourrelet de par ses hypothèses, ne permet pas d'expliquer la dynamique des lobes en régime transitoire avant que la vitesse d'ouverture ω^*, ne se stabilise. C'est à cette dynamique des lobes aux instants initiaux que nous allons nous intéresser maintenant.

3.2.3 Modèle de rappel par la lamelle

La présente partie a pour but de fournir un modèle sur la dynamique des lobes directement après leur apparition. Dans ce second modèle, on considérera que la position des lobes ne résulte plus d'effets à l'échelle globale de la goutte, mais dans le voisinage du défaut. À ce titre, il sera plus naturel de repérer la position des lobes à partir du défaut comme point de référence et nous raisonnerons plutôt avec l'angle de sillage α représenté sur la Figure 3.4.

Dans le modèle précédent des haltères, nous avons considéré que le mouvement des lobes résultait d'une compétition entre inertie et forces capillaires exercées *par le bourrelet périphérique*. À des temps courts après l'ancrage de la lamelle sur le défaut, nous proposons un scénario légèrement différent même s'il possède de nombreux ingrédients physiques en commun. Dans cette approche, le sillage démouillé et la position des lobes résultent d'une combinaison entre l'advection par l'écoulement dans la lamelle et un démouillage de type Taylor-Culick, tel que présenté au Chapitre 1, Partie 1.8. Contrairement au modèle d'haltère, le rappel inertio-capillaire s'exerce donc sur une géométrie à deux dimensions, au niveau de la lamelle en aval du défaut. Dans ce cas on considère que les lobes sont d'inertie négligeable et que leur dynamique est totalement dictée par celle de l'arche de démouillage, indépendamment du bourrelet extérieur. Nous explicitons les hypothèses et le modèle à proprement parler ci-dessous.

Hypothèses et modèle

Pour modéliser la dynamique des lobes et plus particulièrement la forme de l'arche de démouillage, on raisonne à l'échelle locale, sur l'angle de sillage α. On considère que le lobe est émis du défaut au moment du temps de contact t_d et que sa dynamique est ensuite dictée par deux effets. D'une part il est advecté dans la direction radiale du fait de l'écoulement dans la lamelle. D'autre part, dans la direction orthoradiale l'arche de démouillage créée peut être vue comme une portion de trou qui s'ouvre donc avec une vitesse inertio-capillaire donnée par une approche de type Taylor-Culick (Chapitre 1, Partie 1.8). Pour le champ de vitesse et l'épaisseur de la lamelle, nous estimons de nouveau ces grandeurs à l'aide des modèles retenus au Chapitre 1, Partie 1.6, à savoir, les équations 1.8 et 1.7 de la partie en question. Dans cette approche locale autour du défaut, ces différentes grandeurs seront calculées au niveau de la position d du défaut.

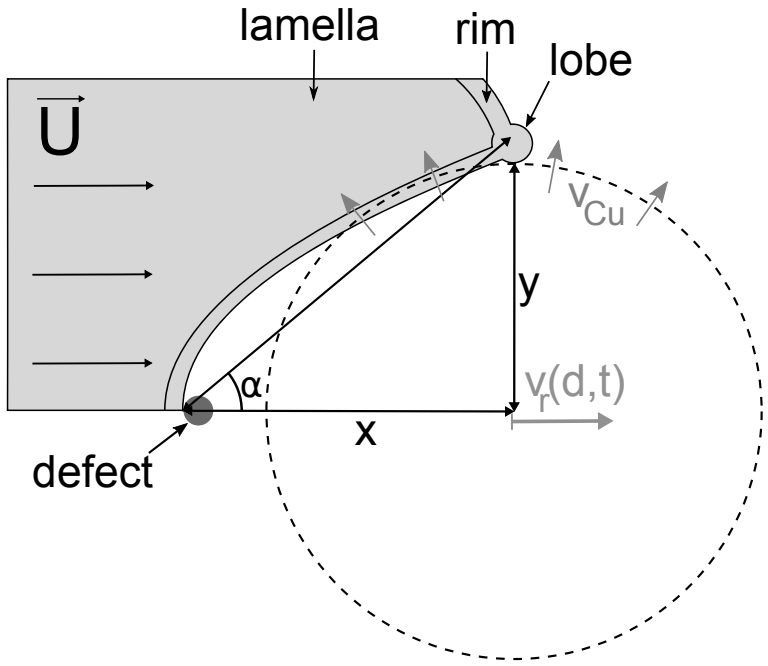

FIGURE 3.11 – Schéma de la géométrie considérée pour le rappel par la lamelle. x est la coordonnée radiale depuis la position du défaut, y est la coordonnée orthoradiale depuis le défaut.

On prend comme référence l'axe qui relie le centre de la goutte au défaut. La position du tronçon de bourrelet le long de cet axe est repérée par x (direction radiale), tandis que la position orthogonalement à cet axe est repérée par y (orthoradiale), comme le montre la Figure 3.11. L'évolution de la position (x, y) du lobe découle de nos hypothèses précédentes :

$$x(t) = \int_{t_d}^{t} \frac{\mathrm{d}}{t' + \tau} \mathrm{d}t' \tag{3.9}$$

$$y(t) = \int_{t_d}^{t} \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h\left(\mathrm{d}, t'\right)}} \mathrm{d}t' \tag{3.10}$$

$$\alpha(t) = \arctan \frac{y(t)}{x(t)} \tag{3.11}$$

La position des lobes est obtenue directement par intégration numérique des équations précédentes. Compte tenu de la description extrêmement simplifiée que nous utilisons, nous nous concentrons sur les évolutions temporelles de α, la valeur à l'origine étant fixée par translation à partir de la valeur mesurée α_0.

Comparaison aux données

Regardons comment notre intégration numérique de l'angle de sillage se compare aux données expérimentales sur trois impacts à des nombres de Weber variables et à différentes distances radiales entre défaut et point d'impact. Les résultats sont affichés sur la Figure 3.12. L'angle simulé, sans paramètre ajustable hormis l'angle initial mesuré, arrive bien à rendre compte de

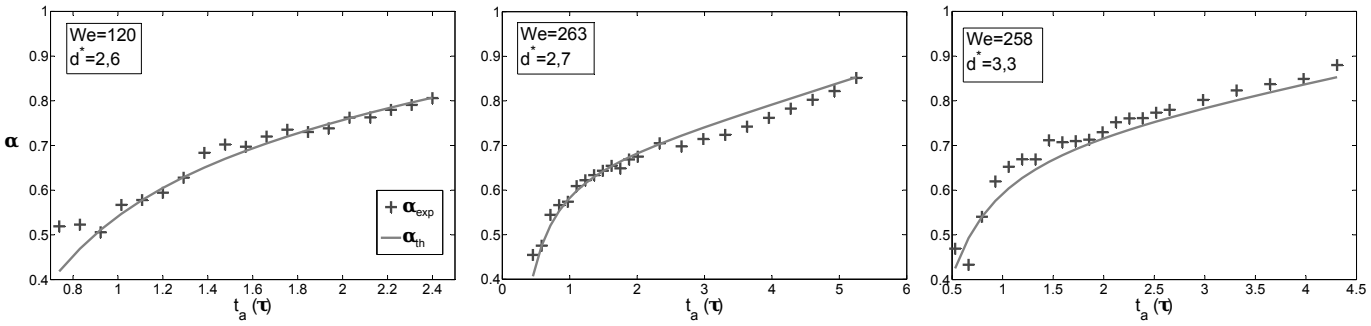

FIGURE 3.12 – Angle de sillage pour 3 impacts à deux nombre de Weber différents et deux distances radiales différentes précisés sur chaque graphique.

l'aspect transitoire de l'angle de sillage, pour des nombres de Weber et des distances radiales défaut-point d'impact différents. Notre description très sommaire fondée sur une advection par l'écoulement dans la lamelle, et une ouverture par démouillage inertio-capillaire semble ainsi capturer l'essentiel de la dynamique à temps court.

3.2.4 Comparaison entre les deux modèles de dynamique des lobes

Procédons à un récapitulatif de l'ensemble des résultats que nous avons obtenus pour la dynamique des lobes, aux temps courts immédiatement après l'ancrage de la lamelle sur le défaut, puis aux temps plus longs proches du maximum d'étalement. Aux temps court, nous considérons que la position des lobes résulte de leur trajectoire à partir du défaut sous l'action de l'advection par l'écoulement dans la lamelle et sous l'action d'une dynamique de démouillage inertio-capillaire de l'arche. Aux temps plus long, nous considérons que la dynamique unidimensionnelle des lobes résulte de l'ouverture d'un « trou » dans le bourrelet périphérique toroïdal.

À partir des relevés du rayon d'étalement en fonction du temps et de la distance radiale d, on peut aisément relier l'angle de sillage α à l'angle d'ouverture θ et donc superposer le résultat des deux approches pour trois impacts de référence. La comparaison entre les deux modèles est représentée sur la Figure 3.13, où les croix noires correspondent aux points expérimentaux, la ligne rouge correspond au modèle d'advection de la lamelle et la ligne bleue au modèle d'haltères.

Comme nous l'avons déjà vérifié, le modèle de rappel par la lamelle parvient à bien prédire l'évolution aux temps courts. Aux temps plus longs, il sous-estime l'angle d'ouverture θ ce que nous associons au fait que l'action des forces capillaire exercées par le bourrelet périphérique sur le lobe devient significative, alors qu'elle est absente de cette approche. Ces forces ont tendances à ouvrir l'angle entre les deux lobes. À l'inverse, le modèle d'haltères fonctionne bien aux temps longs pour lesquels il a été construit et vérifié, mais surestime l'angle d'ouverture aux temps courts. Il est plus difficile d'assigner dans ce cas une origine claire à cette déviation, les hypothèses même du modèle n'étant pas adaptées aux temps courts : le rayon du bourrelet

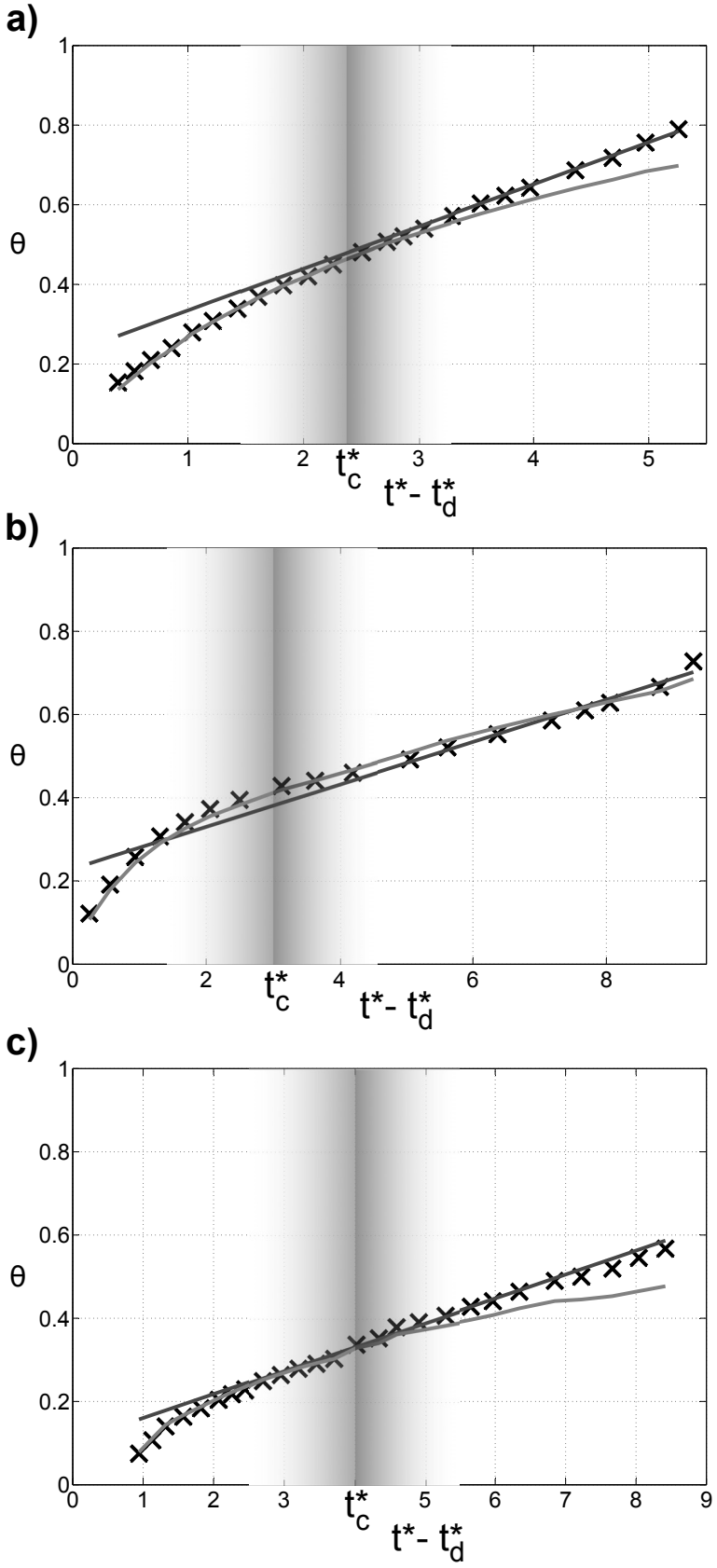

FIGURE 3.13 – Angle d'ouverture θ en fonction du temps adimensionné $t^* - t_d^*$ après rencontre avec le défaut. **a)** Impact à We $= 69$ et $d^* = 1,85$. **b)** Impact à We $= 235$ et $d^* = 1,98$. **c)** Impact à We $= 233$ et $d^* = 3,57$. Pour **a)-b)-c)** **+** θ_{exp} relevé expérimental. **−** θ_{sillage} simulé avec le modèle de rappel par la lamelle. **−** $\theta_{\text{bourrelet}}$ modèle d'haltères. Le temps critique de validité du modèle d'haltères t_c^* correspond à la jointure entre dégradés rouge et bleu.

périphérique n'étant pas égal à $R_{\max}$ et surtout évoluant significativement dans le temps.

On reporte aussi le temps critique t_c défini expérimentalement à partir des tracés de l'angle d'ouverture θ, en fonction du temps. Ce temps critique t_c correspond au temps à partir duquel la goutte se rapproche de son étalement maximal. Comme on peut le voir sur la Figure 3.13, pour les instants antérieurs à t_c les points expérimentaux noirs se rapprochent de la courbe rouge alors que pour les instant ultérieurs à t_c, ils en dévient pour rattraper la ligne bleue du modèle d'haltères. On a donc un critère pertinent sur les plages temporelles sur lesquelles chaque modèle est valide. On a déjà expliqué pourquoi ce temps critique t_c correspondait à la borne inférieure de la plage temporelle de validité du modèle d'haltères dans la Partie 3.2.2. Il est également logique qu'il fixe une borne supérieure à notre approche plus qualitative des temps courts. En effet, dans cette approche, l'ouverture orthoradiale résulte d'une dynamique inertio-capillaire *dans la lamelle*. Elle ne peut donc plus conduire à des résultats cohérents dès lors que les effets capillaires *du bourrelet*, élément central du modèle d'haltères, deviennent dominants.

3.3 Conclusion sur la dynamique des lobes

Dans le présent chapitre nous avons d'abord exposé la dynamique des lobes. Nous avons observé que lors d'un impact en régime d'ancrage permanent, les lobes se déplacent orthoradialement en s'éloignant l'un de l'autre. L'évolution de l'angle d'ouverture θ en fonction du temps permet de discerner une phase transitoire d'une phase stationnaire où l'angle θ croît linéairement avec le temps. Ainsi on dégage un temps critique t_c à la limite entre les deux phases.

Lors de la phase stationnaire, on peut modéliser la dynamique des lobes comme un rappel inertio-capillaire à une dimension au niveau du bourrelet extérieur. Ce modèle de rappel par le bourrelet est aussi qualifié de modèle d'haltères. Dans cette géométrie les effets capillaires de traction par le bourrelet sur les lobes sont équilibrés par l'augmentation d'inertie des lobes alors qu'ils collectent du fluide du bourrelet. Ce modèle nécessite que la goutte soit proche de son étalement maximal. Le temps critique t_c, à partir duquel la vitesse d'ouverture des lobes se stabilise, permet de vérifier cette condition dans la presque totalité des cas. Ainsi on peut observer un régime sous la forme d'une loi de puissance où la vitesse angulaire d'ouverture adimensionnée ω^* dépend du nombre de Weber à la puissance $-1/2$. Compte tenu de ses hypothèses constitutives, ce modèle n'est en revanche pas en mesure de décrire la dynamique lors des premiers instants de la vie des lobes qui correspondent à la phase transitoire.

Lors de cette phase transitoire, l'angle de sillage est une grandeur plus pertinente pour décrire la dynamique des lobes. On peut ainsi simuler la forme de l'arche de démouillage en aval du défaut. On considère alors que la lamelle exerce sur l'arche un rappel inertio-capillaire de type Taylor-Culick dans la direction orthoradiale, tandis que l'écoulement local advecte le fluide de l'arche dans la direction radiale. Une intégration numérique renvoie alors les variations temporelles de l'angle de sillage des lobes. Nos simulations parviennent bien a décrire la

dynamique des lobes en phase transitoire avec un tel modèle.

Cette description reste cependant valide dans une situation assez restreinte : deux lobes créés par l'impact d'une goutte sur un défaut en régime d'ancrage permanent. Il serait pertinent de confronter les modèles proposés pour les autres régimes observés sur défaut unique. En ce qui concerne les impacts en régimes de recouvrement et d'ancrage transitoire, contrairement aux impacts en régime d'ancrage permanent, d'autres phénomènes comme des instabilités du bourrelet peuvent avoir lieu dans le sillage du défaut lorsque le phénomène de *splash* a lieu. Cela rend la dynamique des lobes plus complexe à modéliser dans ces régimes.

La question de l'interaction de nombreux défauts entre eux pourrait être abordée dans l'optique de modéliser les éjections observées lors d'impacts cristallographiques. Par ailleurs, on pourrait tenter de caractériser la déstabilisation des lobes par éjection de gouttelettes. Cela permettrait de contrôler finement la distribution de volume des gouttes secondaires, ainsi que leur direction et leur vitesse d'éjection.

Chapitre 4

Surfaces à textures complexes

Introduction

Dans les deux chapitres précédents, nous avons proposé une description de la phénoménologie d'impacts en caléfaction sur défaut unique. Cela constitue une première étape vers la compréhension des phénomènes rencontrés lors des impacts cristallographiques décrits dans le Chapitre 1, Partie 1.9.1. Pour nous rapprocher de ces situations d'impacts sur surfaces texturées en réseau, deux voies s'offrent à nous : moduler le couplage frictionnel en nous affranchissant du régime de caléfaction ou étudier des topologies plus complexes comme des assemblées de défauts, des barres et des motifs réguliers. C'est cette deuxième option que nous avons choisie en considérant des substrats avec plusieurs défauts, avec des intersections de canaux et des couronnes.

Sur des textures complexes, plusieurs paramètres de l'étalement peuvent être étudiés. Tout d'abord, des propriétés locales peuvent être examinées, comme la capacité du liquide en étalement à recouvrir les rugosités ou à l'inverse à être dévié par les textures dans des directions contrôlées. La rupture de la lamelle au niveau des rugosités est un autre mécanisme local d'intérêt. Pour appréhender ces mécanismes locaux, nous mobiliserons les connaissances que nous avons acquises par l'étude des impacts sur défauts uniques. Par ailleurs nous pouvons nous pencher sur les grandeurs globales de l'impact, telles que l'étalement maximal et le temps de vie de la lamelle avant rebond. On pourra alors comparer nos résultats à ceux de travaux récents [73, 74, 72] dans lesquels les textures sont optimisées pour réduire le temps de contact pour des applications de surfaces anti-gel par exemple.

Dans le cas où les rugosités peuvent rompre la lamelle, nous avons orienté notre étude à une échelle plus locale, pour prédire la dynamique de rupture de la lamelle et le motif sur lequel le fluide se concentre une fois que la lamelle s'est rétractée. Nous avons donc d'abord commencé par l'étude de surfaces avec des défauts ponctuels multiples, analogues à ceux utilisés dans les chapitres précédents. Nos surfaces présentent deux, trois ou quatre défauts répartis selon des figures géométriques régulières, à savoir, des triangles équilatéraux pour trois défauts et des carrés pour quatre défauts.

Puisque nous avons étudié la possibilité d'ancrage de la lamelle sur un défaut unique, nous avons étendu notre étude à des rugosités plus complexes et en particulier étudié la capacité des textures à canaliser le fluide. De la même manière que pour les défauts uniques, nous avons porté notre attention sur le recouvrement des textures par la lamelle, indépendamment du recouvrement partiel de celles-ci par le bourrelet. Pour cette étude, nous nous sommes intéressés à des rugosités correspondant à des intersections de canaux ainsi qu'à des couronnes.

Dans une première section, nous présenterons donc les résultats obtenus sur les défauts ponctuels multiples. Nous verrons notamment comment ceux-ci peuvent percer la lamelle et comment on peut prédire le motif sur lequel le fluide se concentre avant rebond. Dans une seconde partie, nous traiterons le cas des intersections de canaux et verrons comment de telles rugosités parviennent à canaliser le fluide mais aussi à exacerber l'étalement dans des directions préférentielles et à influencer le temps de vie de la lamelle. Enfin, dans une dernière section, nous traiterons le cas des rugosités coronaires (des cercles) et verrons comment celles-ci affectent l'étalement de la goutte, mais aussi comment elles peuvent rompre la lamelle et influencer son temps de vie.

4.1 Défauts ponctuels multiples

Dans cette partie, nous considérons des impacts sur des surfaces présentant non plus un, mais plusieurs défauts micrométriques cylindriques.

4.1.1 Description des surfaces

Les défauts sont réalisés par lithographie au moyen d'une résine photosensible avec la méthode décrite au Chapitre 2, Partie 2.1. Dans ce cas-ci on réalise des masques correspondant à la disposition de défauts souhaitée. Sur ces masques, les défauts cylindriques sont agencés en motifs simples de deux, trois et quatre défauts ; en triangle équilatéral pour trois défauts et en carré pour quatre défauts. Tous les défauts mesurent 100 μm d'épaisseur. Pour les motifs à deux et trois défauts, le diamètre des défauts vaut 200 μm tandis qu'il vaut 300 μm pour les motifs à quatre défauts. Le but est de réaliser des impacts centrés de sorte que tous les défauts du motif soient équidistants du point d'impact. En fonction de leur nombre, les défauts sont espacés d'une distance entre $1,4$ mm et $2,9$ mm, ce qui fixe la distance caractéristique entre le point d'impact et les défauts entre $0,7$ mm et $2,1$ mm. Pour des gouttes de rayon $1,1$ mm et au vu des résultats du Chapitre 2, cette distance entre les défauts et le centre de la goutte correspond à un régime de recouvrement ou de piégeage transitoire. La lamelle finit donc toujours pas recouvrir les défauts.

4.1.2 Phénoménologie

Observons le déroulé d'un impact sur une surface présentant trois défauts ponctuels, Figure 4.1. Lors de cet impact on retrouve une dynamique d'étalement puis de rétractation de la goutte.

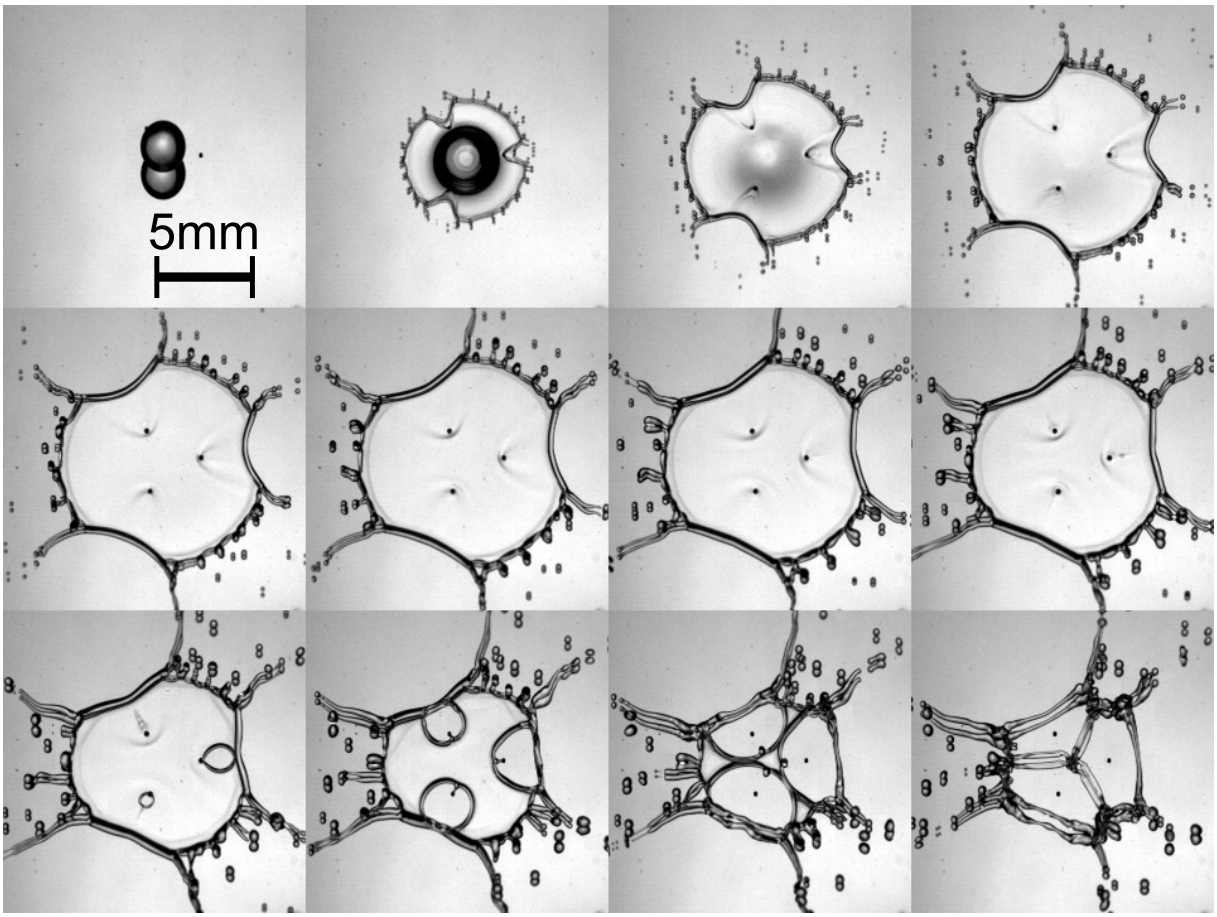

FIGURE 4.1 – Clichés d'un impact sur une surface avec 3 défauts de rayon et d'épaisseur 100 μm avec une vitesse d'impact de $1,78$ m/s et un nombre de Weber, We $= 163$. L'intervalle temporel entre clichés vaut $\Delta t = 0,7$ ms , correspondant à $1,25\tau$.

La présence des défauts vient perturber l'étalement de deux manières, que l'on va décrire dans les deux paragraphes suivants.

Recouvrement et lobes

Dans un premier lieu, on retrouve pour chacun des trois défauts la phénoménologie que l'on a caractérisée sur défaut unique. Il semble en effet qu'entre le premier et le second cliché de la Figure 4.1, l'avancée de la lamelle ait été partiellement stoppée par chacun des trois défauts. À partir du second cliché, il y a ensuite recouvrement des défauts par la lamelle. Cette phénoménologie s'apparente donc à un piégeage transitoire de la lamelle sur chacun des trois défauts. Pour l'impact décrit, la distance moyenne séparant les défauts du centre de la goutte est de l'ordre de $d^* \approx 1,7$ tandis que l'épaisseur des défauts vaut 100 μm. D'après la courbe

bilan du Chapitre 2, on s'attend pour un défaut unique à retrouver un régime de piégeage transitoire, ce qui correspond bien aux observations ci-dessus pour chacun des trois défauts.

En aval de chaque défaut apparaît une paire de lobes, qui vont s'éloigner les uns des autres. On ne peut pas directement appliquer les résultats du Chapitre 3 puisqu'on ne situe pas ici dans un régime de piégeage permanent. Cependant, on peut remarquer que les lobes générés par un même défaut vont lentement se déplacer orthoradialement pour s'éloigner l'un de l'autre et que pour chaque défaut les lobes semblent suivre des dynamiques analogues. Sur le dernier cliché, les lobes générés par des défauts voisins ne se sont pas encore rencontrés tandis que le reste de la lamelle a été percée par les défauts, ce qui a fortement affecté sa morphologie.

Rupture de la lamelle

À partir de la neuvième image, on observe une rupture de la lamelle sur le défaut le plus à droite ainsi que sur le défaut du bas. Sur le cliché suivant, c'est le troisième défaut, le plus haut, qui rompt la lamelle. À partir de la rupture de la lamelle, on constate qu'un trou de démouillage s'élargit depuis chaque défaut. Ce phénomène est identique à un démouillage de type Taylor-Culick observé lors d'impacts sur défauts uniques [95, 72] comme décrit au Chapitre 1, Partie 1.8.3.

Interactions entre défauts

Dès lors, un trou de démouillage va croître depuis chaque défaut jusqu'à ce qu'il rencontre soit les bourrelets des trous émanant des défauts voisins, soit le bourrelet périphérique. Sur le dixième cliché, les cercles de démouillage sont effectivement entrés en contact avec le bourrelet extérieur dans le sillage de chaque défaut. Ce n'est qu'entre le onzième et le dernier cliché que les trous de démouillage entrent en contact les uns avec les autres. Sur la dernière image on constate que les filaments de fluide, résultant de la réunion entre trous de démouillage et bourrelet périphérique, se sont décollés au point d'être clairement distinguables de leur réflexion par le substrat. Ce phénomène est particulièrement marqué pour la portion de fluide en aval du défaut du bas sur le dernier cliché, où l'on a l'impression de distinguer deux bourrelets différents alors qu'un des deux n'est qu'un artefact de réflexion. Cette observation se vérifie aussi pour le filament de fluide résultant de la rencontre entre les trous émanant du défaut du bas et du défaut le plus haut, sur le dernier cliché. Sur l'image, cela correspond au segment de fluide horizontal qui rejoint le centre de la goutte. Une fois que les différents trous de démouillage se sont réunis sur un motif de filaments de fluide, on peut donc considérer que la goutte rebondit.

4.1.3 Modélisation

Afin d'être à même de prédire les interactions entre défauts, nous devons modéliser les différents processus qui ont lieu durant un impact sur une surface à plusieurs défauts.

A) Dynamique des lobes

Même si les modèles de dynamique des lobes développés au Chapitre 3 ne sont valides que dans un régime de piégeage permanent, mais on pourrait envisager de les utiliser pour une estimation de la dynamique des lobes pour un régime de piégeage transitoire. Lorsque la goutte est proche de son étalement maximal, la dynamique des lobes peut être envisagée à l'échelle globale de la goutte, via un mouvement d'ouverture le long du bourrelet périphérique. Par symétrie, comme les lobes issus de défauts voisins se propagent à la même vitesse, ils sont censés se rejoindre au milieu du secteur angulaire initial qui les sépare, c'est-à-dire sur les bissectrices des angles pris entre les défauts voisins et ayant pour sommet le centre de la goutte. Cependant, on remarque sur la Figure 4.1 que les trous de démouillage sont plus rapides à consommer le fluide de la lamelle que les lobes ne le sont à se rejoindre. Ainsi le motif final sur lequel le fluide se concentre avant rebond répond davantage à la dynamique de rupture de la lamelle qu'à la dynamique d'ouverture des lobes. C'est pourquoi nous avons laissé de côté la dynamique des lobes dans ce chapitre pour nous concentrer sur la rupture de la lamelle.

B) Seuil de rupture de la lamelle

Comme nous l'avons déjà vu dans le Chapitre 1, Partie 1.8.3, la lamelle de fluide est susceptible de se rompre lors d'un impact sur un défaut. La Figure 4.2 illustre ce phénomène de rupture induite de la lamelle, dans le cas de plusieurs défauts. On constate que les défauts ont

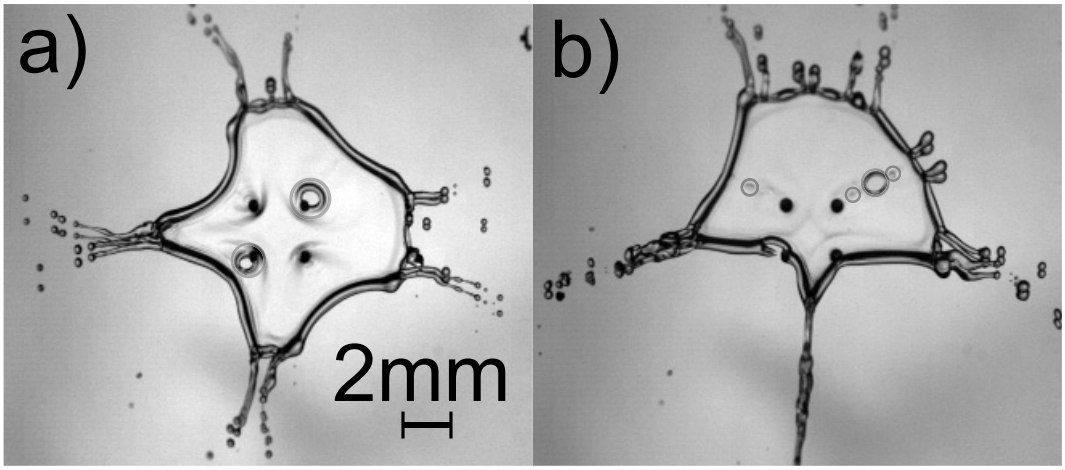

FIGURE 4.2 – Clichés pris peu après la rupture de la lamelle pour deux impacts sur des surfaces à quatre défauts. **a)** impact à We = 161, **b)** impact à We = 191, ○ trou de démouillage, ○ irrégularités.

entravé la progression de la lamelle et que le fluide s'écoule préférentiellement entre les défauts. On remarque aussi que même si l'impact semble assez centré, notamment pour le cliché **a**, tous les défauts du même substrat ne parviennent par à entraîner une rupture de la lamelle. Comme déjà décrit pour un défaut unique, la lamelle se rompt à partir d'un point duquel émane un trou de démouillage délimité par un bourrelet (repéré par un cercle vert sur la Figure 4.2).

Cependant dans notre cas, ce point n'est pas forcément le centre du défaut. En effet sur le cliché **a)**, pris pour un nombre de Weber de 161 et bien centré sur le motif carrés des défauts, deux points de nucléation apparaissent depuis le bord aval du défaut supérieur droit ainsi que depuis le défaut inférieur gauche. En revanche, pour l'impact **b)**, réalisé à un nombre Weber de 191, le point de nucléation principal en haut à droite de l'image (encerclée en vert) se situe largement en aval du défaut. On remarque aussi de petites irrégularités (encerclées en rouge) dans les sillages des défauts en haut à droite et en haut à gauche. De telles irrégularités peuvent donner lieu à des nucléations multiples dans le sillage de chaque défaut qui sont gommées par le trou principal, celui qui émerge en premier. Dans la suite, on négligera donc de telles irrégularités de nucléation dans la lamelle. On repère alors la position initiale de rupture comme le centre de la zone de démouillage qui se perce en premier dans le sillage du défaut. Nous pouvons donc distinguer deux zones de rupture de la lamelle :

— les ruptures localisées en bord du défaut, comme sur le cliché **a** de la Figure 4.2 ;
— les ruptures éloignées du défaut se produisant en son aval comme sur le cliché **b** de la même figure.

Regardons alors si des grandeurs rendant compte de la rupture de la lamelle nous permettent de définir un seuil de rupture avec en premier lieu le temps d'apparition des zones de démouillage.

Temps de nucléation des trous dans la lamelle

On a vu que tous les défauts ne génèrent pas systématiquement de rupture de la lamelle, du fait sans doute de l'asymétrie résiduelle inévitable de l'impact ou bien d'une composante statistique au phénomène de nucléation du trou. Cela signifie que, pour un même impact, on peut espérer plusieurs nucléations mais pas nécessairement autant de sites qu'il n'y a de défauts. En tant que grandeur mesurable qui rend compte de la rupture de la lamelle, on définit le temps de nucléation t^*_{nucl} comme le moment auquel la lamelle se perce. On représente alors ce t^*_{nucl} pour chaque site de nucléation en fonction du nombre de Weber sur la Figure 4.3.

On remarque que le temps de nucléation adimensionné augmente avec le nombre de Weber. Pour l'essentiel des points, dont le temps de nucléation est compris entre 8τ et 10τ, la rupture semble être assez indépendante du nombre de défauts. Cela est particulièrement le cas pour les surfaces à deux et trois défauts, tous identiques, d'épaisseur $a = 100$ μm et de rayon $b = 2a = 200$ μm. Pour les surfaces à quatre défauts, l'épaisseur est la même mais le rayon des défauts est plus grand, $b = 300$ μm. On constate deux tendances pour ces surfaces à quatre défauts, avec une partie des temps de nucléation qui se comporte comme ci-avant, mais également l'existence de ruptures à des temps sensiblement antérieurs, de l'ordre de 4τ à 6τ. Idéalement, on souhaiterait pouvoir prédire le lieu –ce qui semble délicat compte tenu des nucléations à distance des défauts– ou tout du moins le temps de nucléation des trous de démouillage. Pour essayer de mettre en regard la position de la nucléation, au bord du défaut ou éloignée dans le sillage, et le temps associé, nous nous intéressons à l'épaisseur théorique de la lamelle au moment et à l'endroit où elle se perce.

Comme on l'a vu au Chapitre 1, Partie 1.8, il est possible d'établir un critère de rupture de

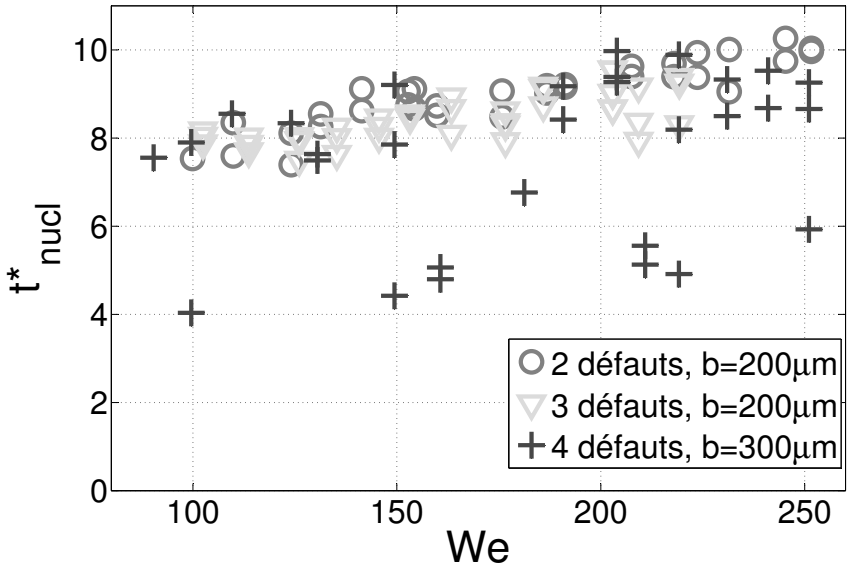

FIGURE 4.3 – Temps de nucléation des trous adimensionné $t^*_{nucl} = \frac{t_{nucl}}{\tau}$, en fonction du nombre de Weber, pour des gouttes de rayon moyen $R_0 = 1,12$ mm. Les défauts ont tous la même épaisseur $a = 100$ μm, leur diamètre et leur nombre par substrat sont précisés en légende.

la lamelle faisant intervenir l'épaisseur de liquide. En effet, lorsqu'on tente de percer une lamelle d'épaisseur h en l'affectant sur une taille b, seuls les trous vérifiant $\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi}$ sont susceptibles de s'ouvrir. Comme nous l'avons rappelé, un tel critère s'est avéré pertinent dans la littérature (Chapitre 1, Partie 1.8.3), pour appréhender la nucléation de trous lors d'impacts en présence d'un défaut sphérique unique (bille de verre).

Nous avons travaillé avec des défauts cylindriques d'épaisseur unique $a = 100$ μm et de diamètre de 200 μm (motifs à deux et trois défauts) et 300 μm (motifs à quatre défauts). Le critère de rupture théorique $\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi}$ fait intervenir l'extension latérale sur laquelle on déforme la lamelle. Aussi comparerons-nous en premier l'épaisseur théorique de lamelle estimée selon le modèle d'Eggers-Lastakowski, $h\left(d^*_{nucl}, t^*_{nucl}\right)$ au diamètre b des défauts. Les résultats d'épaisseur adimensionnée par le diamètre b sont reportés sur la Figure 4.4. On effectue des tracés en fonction de la distance entre le point de nucléation et le bord extérieur du défaut, ce qui différencie les trous qui s'ouvrent loin en aval du défaut de ceux qui s'ouvrent au bord du défaut.

Si l'on regarde l'allure globale des différentes épaisseurs de rupture pour les trous nucléés à différentes distances du défaut, on voit une décroissance globale avec la distance au défaut. On peut alors tenter de se restreindre aux points de nucléation en contact ou très proches du défaut, puisque c'est là que la géométrie du défaut semble la plus à même d'influencer le percement de la lamelle. Même si la dispersion est significative, il semble que les défauts de diamètres différents ne conduisent pas à un rapport h/b constant. De plus ce rapport, s'il était pertinent, serait de l'ordre de $0,2b$. Dans ces conditions on est loin de la prédiction théorique

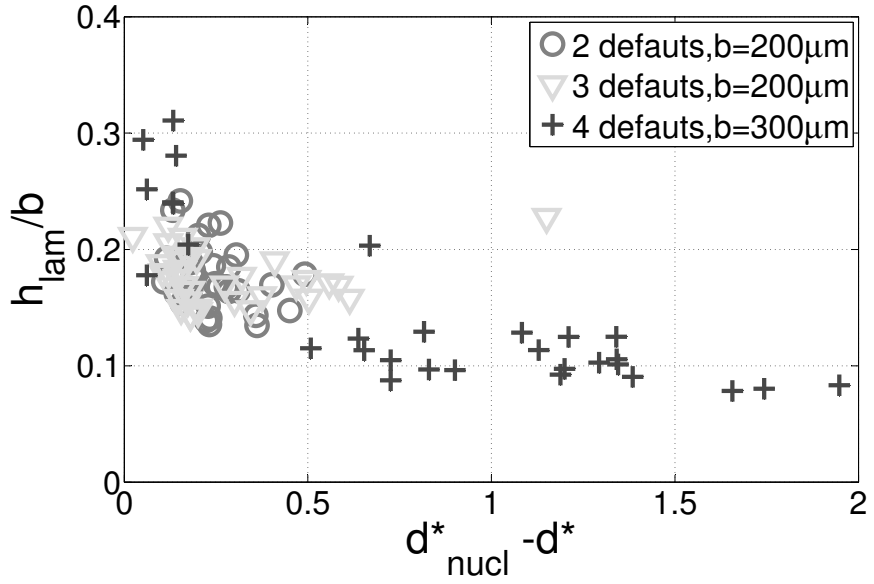

FIGURE 4.4 – Épaisseur théorique de lamelle au temps de nucléation, adimensionnée par le diamètre du défaut, b, en fonction de la distance $\mathrm{d}^*_{\mathrm{nucl}} - \mathrm{d}^*$ qui sépare le point de nucléation du bord extérieur du défaut. Les diamètre des défauts sont précisés en légende.

de $\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi} \approx 0,64$.

De façon inattendue, il semble plus pertinent de regarder l'épaisseur absolue de la lamelle au moment de l'ouverture du trou (elle est ici normalisée par la hauteur a du défaut, constante de l'ensemble des données expérimentales). En effet si l'on regarde la figure 4.5, toutes les ruptures de lamelles observées correspondent à une épaisseur à la position de nucléation constante, de l'ordre de 35 μm. Globalement, il n'y a pas d'effet particulier du nombre de défauts ce qui semble indiquer que les processus de nucléations sont indépendants les uns des autres aux densités de défauts testées. Seule exception à cette épaisseur de rupture constante, les quelques événements impliquant les défauts les plus gros ($b = 300$ μm ; croix bleues) avec une nucléation en contact avec le défaut. Dans ce cas, le défaut de part sa conductivité thermique réduite constituant un potentiel point « froid », il est possible que des phénomènes de passage en dessous de la température de Leidenfrost sur les plus gros défauts favorisent un percement anticipé de la lamelle.

Conclusion sur le seuil de rupture

Nous avons mesuré les temps de nucléation expérimentaux sur des motifs de deux, trois et quatre défauts. Le nombre de défaut n'a pas joué sur le temps de rupture puisque les mesures sont équivalentes sur les substrats à deux et trois défauts. On a remarqué que la lamelle pouvait se rompre au bord du défaut ou plus en aval dans le sillage, ce qu'on exprime par la grandeur $\mathrm{d}^*_{\mathrm{nucl}} - \mathrm{d}^*$. Dans le cas des ruptures au bord du défaut, les temps de rupture sont plutôt courts, de l'ordre de 4τ à 6τ. Pour les ruptures plus éloignées du défaut, ayant lieu dans le sillage, les

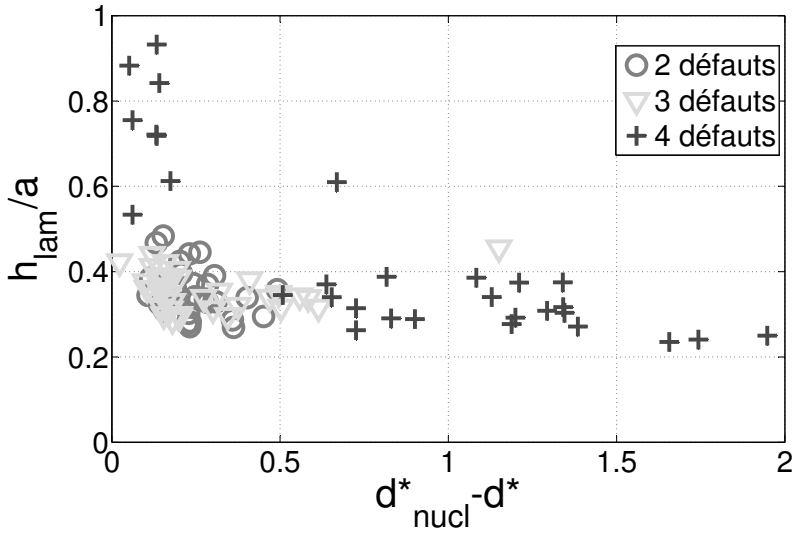

FIGURE 4.5 – Épaisseur de la lamelle au temps de nucléation, adimensionnée par l'épaisseur du défaut, en fonction de la distance $d^*_{nucl} - d^*$. Le nombre de défauts est précisé en légende.

temps de rupture sont plus élevés, de l'ordre de 8τ à 10τ. Globalement, ces décalages de temps de nucléation peuvent être appréhendé en regardant l'épaisseur locale de la lamelle au moment de la rupture : celle-ci apparaît alors constante, indépendante de la position de nucléation et de la taille latérale des défauts.

Contrairement à d'autres situations [95], un critère de rupture tel que proposé au Chapitre 1, Partie 1.8, $h < 0,64b$, ne semble pas adapté. Ce dernier est fondé sur la condition d'expansion d'un trou dans une lamelle, la dimension du trou initial étant supposée reliée à celle du défaut sous-jacent. Visiblement, si les défauts semblent bien perturber la lamelle et induire son ouverture, leur extension latérale ne semble pas fixer la taille de la ponction initiale.

À partir de la rupture, les trous de démouillage qui émanent des différents sites de nucléation sont susceptibles de se rencontrer les uns les autres. Lorsque ceci se produit, l'avancée de chaque trou de démouillage est stoppée, si bien que la quantité de mouvement accumulée par le bourrelet de démouillage est déviée dans la direction verticale entraînant un rebond du filament de fluide résultant de la réunion de deux bourrelet voisins. Ce processus va donc à la fois conditionner le temps de contact de la goutte avec le substrat mais également les propriétés ultérieures de fragmentation à partir du réseau de filaments liquides formé. C'est à ce processus de disparition de la lamelle par croissance combinée de trous et sur les distributions de liquide qui en résultent que nous nous penchons maintenant.

C) Simulations du motif de fluide final avant rebond de la goutte

Pavage du plan

Le processus par lequel les trous de démouillage croissent depuis chaque défaut pour se joindre et rebondir exhibe une analogie avec des processus de pavage du plan de type Voronoï. Dans un

tel processus élémentaire de pavage du plan, on considère des germes ponctuels. Pour chaque germe, on définit un domaine correspondant à l'ensemble des points du plan plus proches de ce germe que de tous les autres. Dans ce type de construction la limite entre les domaines de deux germes voisins est la médiatrice du segment reliant chacun des germes, comme on peut le voir sur la Figure 4.6.

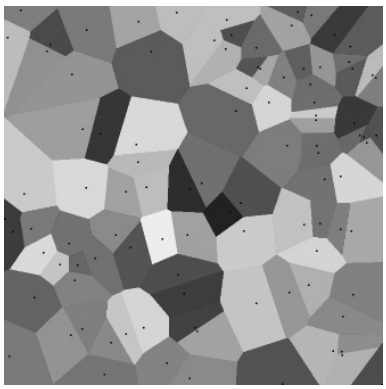

FIGURE 4.6 – Schéma d'un pavage du plan de type Voronoï où les points noirs représentent les germes et les domaines sont colorés.

Un pavage de type Voronoï peut se construire en considérant que les domaines croissent sous forme de cercles centrés sur les germes. Dès que deux cercles émanant de germes voisins se croisent, on obtient une limite entre domaines. Dans notre cas, les cercles croissants sont les zones de démouillage qui consomment le fluide de la lamelle depuis chaque défaut où la lamelle se rompt. Les cercles de démouillage croissent avec une vitesse de type Taylor-Culick $v_{Cu} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}$, qui peut donc différer en fonction de la position et du temps de nucléation de chaque trou. Ces trous sont par ailleurs advectés par l'écoulement dans la lamelle vers l'extérieur de la goutte. Une fois que deux trous voisins se sont rencontrés, nous supposons que la dynamique est localement gelée et l'on obtient un point du motif final sur lequel le fluide se concentre.

Algorithme par croissance de cercles depuis chaque germe

Nos trous de démouillage ne croissent pas à la même vitesse à cause des inhomogénéités d'épaisseur dans la lamelle, nos frontières ne sont donc pas des segments. Il convient alors de simuler les domaines en calculant à chaque instant les points d'intersection entre trous de démouillages voisins et en enregistrant les points obtenus. Le principe est présenté sur la Figure 4.7.

L'algorithme repose donc sur une itération pas à pas pour laquelle on agrandit le rayon de chaque cercle de démouillage à chaque étape. On en déduit alors la position des points d'intersection éventuels entre cercles de démouillage. L'ensemble de ces points permet de reconstituer le motif final de filaments liquides, qu'est devenue la goutte avant son rebond.

Secteur angulaire interdit

Pour chaque germe, le cercle ne peut plus croître dans la direction selon laquelle le liquide s'est déjà figé sur le motif. Il faut donc définir, pour chaque germe et à chaque itération, un

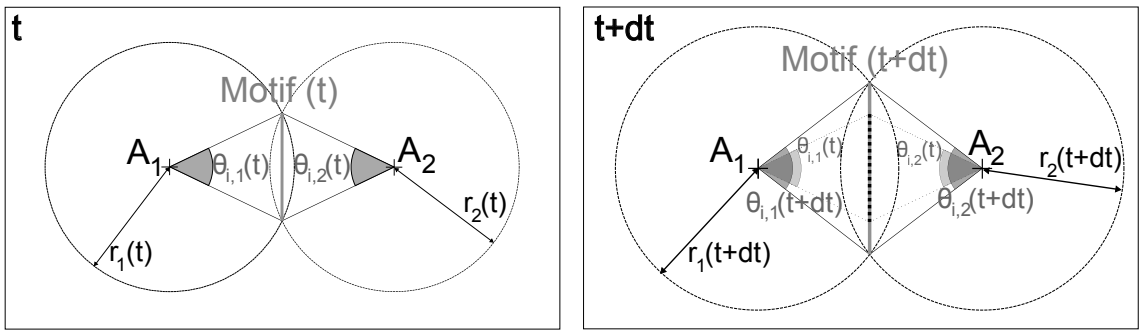

FIGURE 4.7 – Schéma de principe du pavage pour deux défauts à deux étapes consécutives de l'algorithme. A_1 et A_2 sont les centres respectifs des cercles de rayon r_1 et r_2 qui croissent à la même vitesse. Vu de chaque défaut le motif (en vert) représente un angle θ_i interdit à la progression. À droite on reporte le motif et les secteurs angulaires interdits de l'étape précédente (au temps t).

secteur angulaire interdit, pour lequel on a déjà obtenu les points du motif. Cela permet donc de s'affranchir de faux positifs dans le tracé du motif. Ces secteurs angulaires interdits sont représentés sur la Figure 4.7.

Advection des centres de démouillage

À cause de l'écoulement inertiel dans la lamelle, les germes de démouillage sont advectés, comme l'ont montré les travaux d'Henri Lastakowski [35] présentés au Chapitre 1, Partie 1.8. Il est donc nécessaire de redéfinir le centre de chaque cercle de démouillage au début de chaque itération. Les points du motifs obtenus à l'itération précédente représentent un secteur angulaire interdit. En translatant les germes, on les éloigne du motif. La taille angulaire du motif vu depuis chaque germe diminue. C'est pourquoi au début de chaque itération, on recalcule la nouvelle position des germes advectés puis on corrige le secteur angulaire interdit de chaque germe à partir du motif inchangé et de la nouvelle position de chaque germe. La Figure 4.8 montre un exemple simple à deux défauts de correction du secteur angulaire interdit.

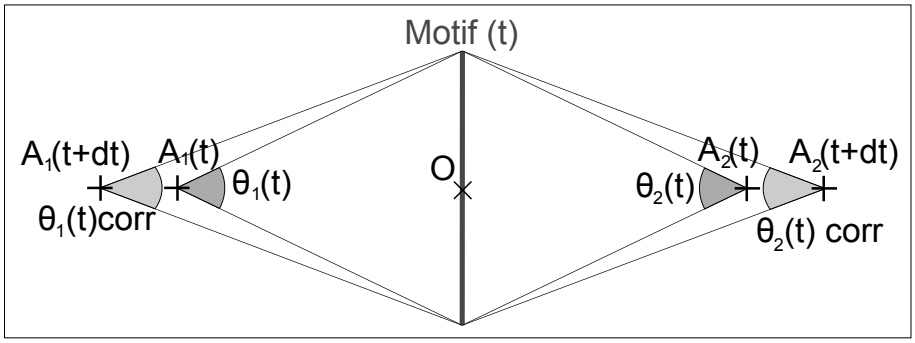

FIGURE 4.8 – Schéma représentant deux centres A_1 et A_2, alignés avec le centre de la goutte, O. Le motif obtenu au temps t décrit les secteurs angulaires interdits Θ_i de chaque défaut. Au temps $t + dt$, les centres $A_i(t + dt)$ sont advectés vers l'extérieur. Vu des centres advectées à $t + dt$, le motif inchangé a une taille angulaire différente, notée $\Theta_{i,corr}$.

Après avoir corrigé les secteurs angulaires interdits pour chaque centre, on peut chercher les nouveaux points d'intersection entre cercles voisins. Nous avons ainsi une modélisation robuste de l'ouverture de la lamelle depuis chaque défaut. Cependant du fluide est aussi concentré dans les bourrelet de sillage en aval de chaque défaut.

Bourrelet dans le sillage de chaque défaut

Nous avons relevés expérimentalement le profil du bourrelet en aval de chaque défaut par le tracé d'un cercle osculateur au sillage comme le montre la Figure 4.9.

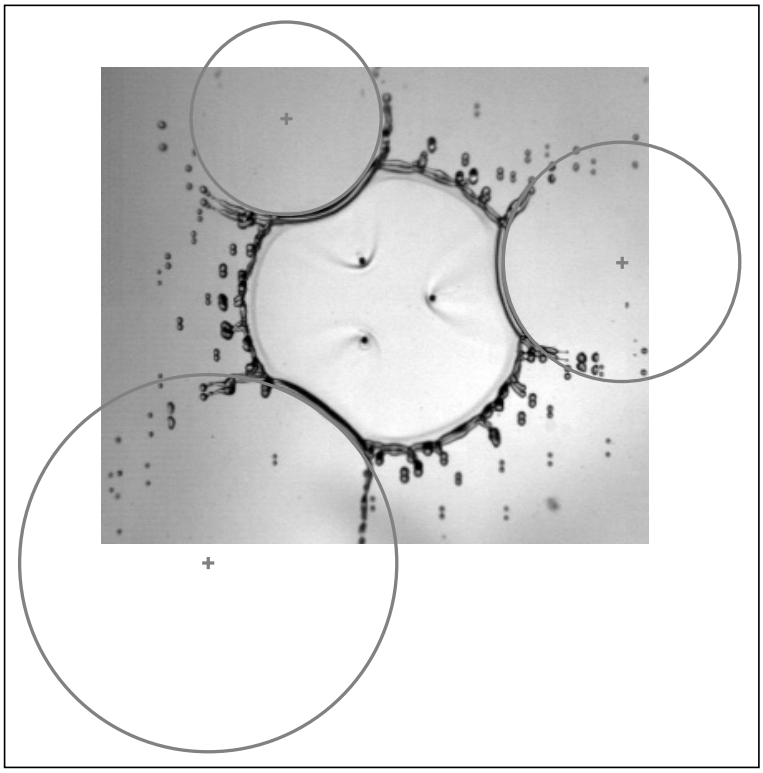

FIGURE 4.9 – Cliché d'un impact sur 3 défauts à We = 209, $R_0 = 1,1$mm et $t^* = 5,9\tau$. Dans le sillage de chaque défaut on trace un cercle osculateur en rouge.

Dans les faits, la rupture de la lamelle a toujours lieu après l'étalement maximal. Le bourrelet périphérique est donc systématiquement en rétractation. Pour chaque défaut, on fixe le centre du cercle osculateur au bourrelet de sillage et on fait varier le rayon du cercle osculateur pour rendre compte de la dynamique du bourrelet. Une telle modélisation permet de traiter les bourrelets de sillage comme des cercles de démouillage à part entière et de les intégrer à l'algorithme de pavage.

Nous avons présenté les étapes principales de l'algorithme de simulation qui nous sert à prédire le motif sur lequel le fluide vient se concentrer une fois que la lamelle a été consommée par les différents bourrelets (de sillage et de démouillage).

Résultats des simulations

On peut dès lors simuler le motif de pavage qui résulte des rencontre entre différents cercles de

démouillage représenté Figure 4.10.

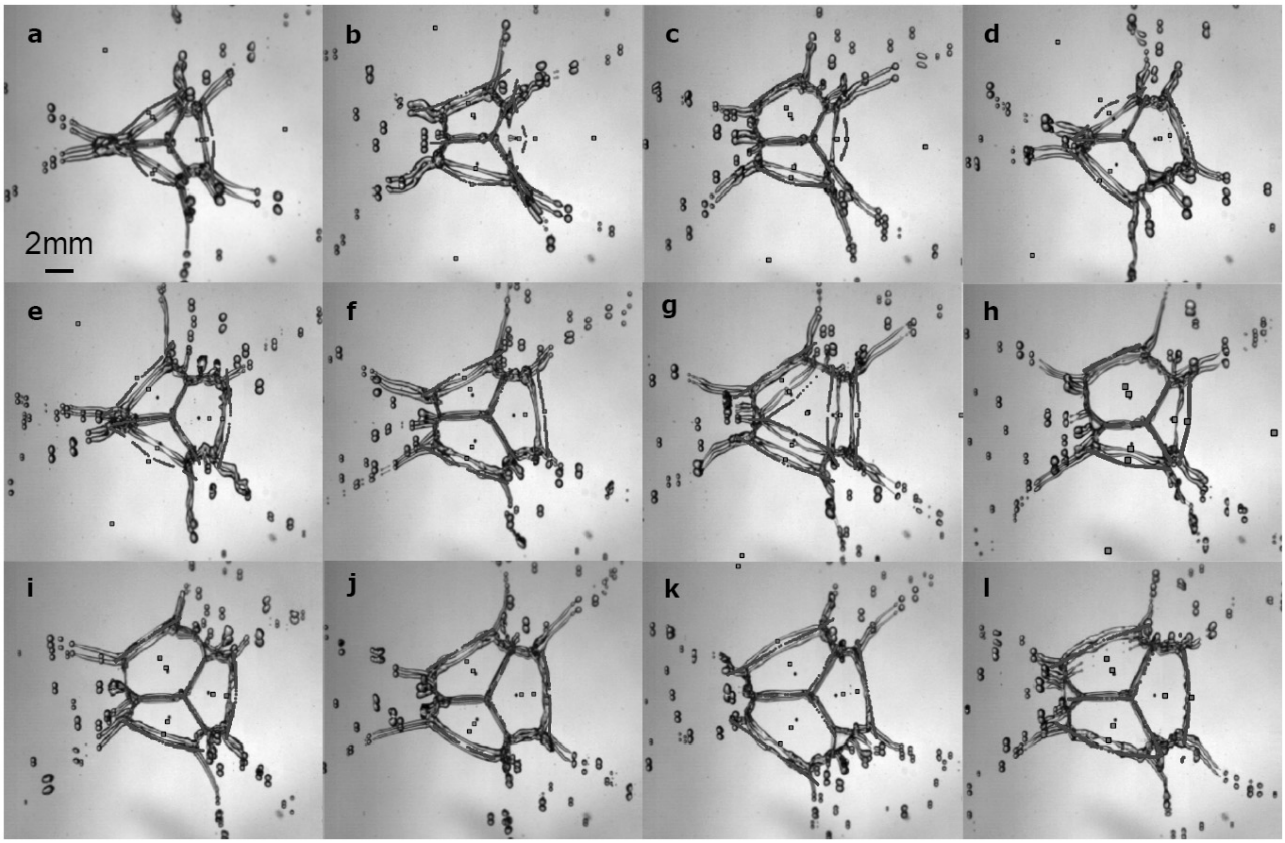

FIGURE 4.10 – En bleu apparaissent les points du motif simulé, en rouge les positions finales des cercles de démouillage advectés. Les gouttes mesurent $1,15$mm et les nombres de Weber valent : **a** : 114 ; **b** : 126 ; **c** : 135 ; **d** : 146 ; **e** : 153 ; **f** : 163 ; **g** : 177 ; **h** : 186 ; **i** : 193 ; **j** : 203 ; **k** : 209 ; **l** : 219.

On parvient à correctement simuler le motif sur lequel le fluide se concentre en fin d'impact. On a représenté en rouge le point initial de nucléation et en vert les points finaux des centres de nucléation advectés par l'écoulement inertiel dans la lamelle. En rouge sont aussi représentés les centres de nucléation fictifs par lesquels on modélise la dynamique de rétractation de l'arche de bourrelet dans le sillage de chaque défaut. Cela nous permet de simuler le domaine extérieur sur lequel le fluide se concentre lorsque les cercles de démouillage émanant des défauts rencontrent le bourrelet périphérique dans le sillage de chaque défaut. Les frontières de domaines sont respectées et notre simulation est suffisamment précise pour rendre compte de petites excentricités de l'impact particulièrement pour les impacts **b-c-d-h-i**.

Dans le cas de l'impact **g**, on se retrouve dans les situations de nucléation spontanée de la lamelle depuis le point d'impact de la goutte. On peut alors utiliser notre algorithme pour simuler le motif final des filaments de fluide en assimilant le centre de la goutte à un quatrième défaut. Le résultat est assez conforme aux expériences.

On constate tout de même quelques limites à notre modèle. On considère que deux bour-

relets qui se rencontrent s'immobilisent à l'endroit de cette rencontre indépendamment de leur inertie respective. Dans les faits, cette hypothèse est mise à mal lorsque le bourrelet périphérique dans le sillage de chaque défaut rencontre les cercles de démouillage émanant de l'intérieur de la goutte. En effet, les tronçons de bourrelet périphérique sont plus épais, puisqu'ils accumulent du fluide depuis le début de l'impact, tandis que les bourrelets émanant des défauts n'ont accumulé qu'une petite quantité de fluide. Après la rencontre entre bourrelets d'épaisseurs différentes, la quantité de mouvement se conserve, si bien que le filament de fluide résultant de la collision continue le mouvement centripète entamé par le bourrelet périphérique, qui est plus épais. Puisque ces rencontres ont lieu assez tôt au cours de la simulation, la position réelle du filament une fois que toute la lamelle a été consommée par les différents bourrelets est davantage proche du centre de la goutte que ce que notre simulation prévoit. Ceci est particulièrement marqué à faible Weber, pour les impacts **a-b-c**. À plus haut nombre de Weber, on peut accuser l'éjection de gouttelettes satellites d'affiner le bourrelet périphérique et ainsi de limiter le biais propre à nos simulations. L'étalement joue aussi ce biais, puisqu'à haut nombre de Weber, la rencontre entre bourrelet périphérique de sillage et bourrelet de démouillage a lieu plus tard. Le temps pendant lequel le filament post-collision continue son mouvement centripète est donc plus court, ainsi le biais est limité.

Dans cette partie nous avons su prédire la forme complexe de la goutte avant décollement du substrat à partir du temps auquel la lamelle se rompt. Ce processus de rétractation sur un motif se produit lorsque tous les défauts percent la lamelle. On peut néanmoins inspecter les paramètres globaux de l'impact et particulièrement le temps de vie de la lamelle lorsque seulement une partie des défauts du substrat génère des trous. Nous allons donc nous pencher sur ce cas dans la partie qui suit.

4.1.4 Paramètres globaux de l'impact : temps de vie de la lamelle

Dans le cas de substrats à défauts multiples, on peut aussi porter notre attention sur le temps de vie de la lamelle et généraliser nos observations à tous les impacts, y compris ceux où seulement une partie des défauts nuclée des trous. Avant de considérer le temps de vie de la lamelle pour des impacts sur substrat à plusieurs défauts, nous allons rappeler quelques notions évoquées au Chapitre 1, Partie 1.7.2 sur le temps de contact d'une goutte lors d'impact sur substrat lisse.

Du temps de contact de la goutte au temps de vie de la lamelle

On considère que le temps de contact s'apparente à la période d'oscillations capillaires d'une goutte dans le mode $l = 2$, $\mathrm{T}_c \approx \frac{\pi}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{\gamma}}$. Dans le mode considéré, la goutte oscille entre un ellipsoïde aplati à son étalement maximal et un ellipsoïde allongé lors du rebond. Cette approximation est parfaitement justifiée pour des nombres de Weber inférieurs à 30, pour lesquels on ne peut pas distinguer de bourrelet périphérique ni de lamelle siège d'un écoulement inertiel, mais seulement une goutte aplatie. Dans le cas d'impact à des nombres

de Weber plus élevés, la dynamique du bourrelet et la distance que le bourrelet doit parcourir avant d'avoir englouti la lamelle pilotent la rétractation de la goutte et *in fine* le temps le rebond de la goutte. Les travaux de Biance [109], repris au Chapitre 1, Partie 1.7.2, ont montré que le temps de contact demeure du même ordre que la période d'oscillations capillaires au mode $l = 2$, T_c.

Lorsque l'on joue sur la morphologie finale de la goutte, on peut écourter le temps de vie de la lamelle en la perçant avec un défaut [95, 72] où en fragmentant la goutte avec des rugosités rectilignes [74, 73]. En cas de rupture, une fois que le ou les trou(s) de démouillage ont consommé toute la lamelle, les filaments sur lesquels le fluide se concentre rebondissent en un temps très court que nous n'arrivons pas à mesurer. On pourrait supposer qu'à partir de la collision entre deux bourrelets, le filament de fluide résultant rebondit en une période d'oscillation circulaire propre à sa section de rayon r_f. Ce temps s'exprime alors $\mathrm{T_f} \sim \sqrt{\frac{\rho r_\mathrm{f}^3}{\gamma}}$ et pour une goutte dont le fluide se concentre sur un filament torique de grand rayon, $5\mathrm{R}_0$, on obtient, par conservation, du volume : $r_\mathrm{f} = 0,2\mathrm{R}_0$. Dans cet exemple le temps de décollement d'un filament $\mathrm{T_f} \sim \frac{\mathrm{T}_c}{10}$. C'est pourquoi, lorsqu'il y a rupture de la lamelle, on néglige le temps qui s'écoule entre la collision entre deux bourrelets et le décollement du filament résultant de la collision. En somme on considère qu'en cas de rupture de la lamelle, le temps de vie de la lamelle est égal au temps de contact de la goutte. Nous allons donc comparer nos résultats sur le temps de vie de la lamelle à la littérature sur le temps de contact de la goutte et introduire le temps caractéristique $\tau_\mathrm{osc} = \sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{\gamma}}$. Nous pouvons ainsi présenter nos résultats pour différents nombres de défauts et donc différents nombres de sites de rupture sur la Figure 4.11.

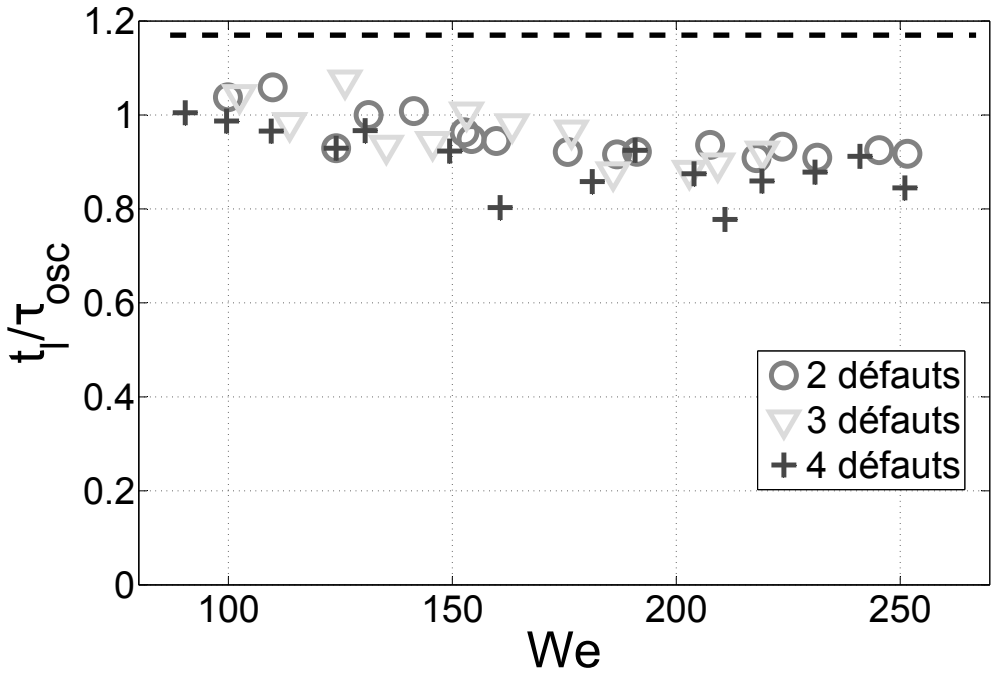

FIGURE 4.11 – Temps de vie de la lamelle $\mathrm{t_l}$ adimensionné par le temps capillaire $\tau_\mathrm{osc} = \sqrt{\frac{\rho \mathrm{R}_0^3}{\gamma}}$ en fonction du nombre de Weber, pour différents nombres de défauts.··· temps de vie de la lamelle sans défauts $\mathrm{t_l} = 1,17\tau_\mathrm{osc}$ [95].

La ligne noire en pointillés ($t_l = 1,17\tau_{osc}$) rend compte du temps de vie moyen de la lamelle pour des impacts en caléfaction sur substrats lisses ; la valeur est extraite de [95]. On constate alors que les défauts réduisent le temps de vie de la lamelle par rapport à des impacts de référence [95]. À première vue, le temps de vie de la lamelle peut être considéré comme indépendant du nombre de Weber, comme dans le cas sans défauts [95]. On peut tout de même noter une légère décroissance avec le nombre de Weber qui pourrait être expliquée par la perte de volume de la goutte lors de l'éjection de gouttelettes satellites inhérente au splash attendu pour We > 100. Concernant le nombre de défauts, il ne paraît pas y avoir de différences marquées entre les substrats à deux défauts et ceux à trois défauts. En revanche le temps de vie de la lamelle est un peu plus faible pour les substrats à quatre défauts.

On peut aussi scruter le temps de rupture de la lamelle, qui est moyenné dans le cas de multiples nucléations, et le comparer au temps de vie de la lamelle sur la Figure 4.12. Le

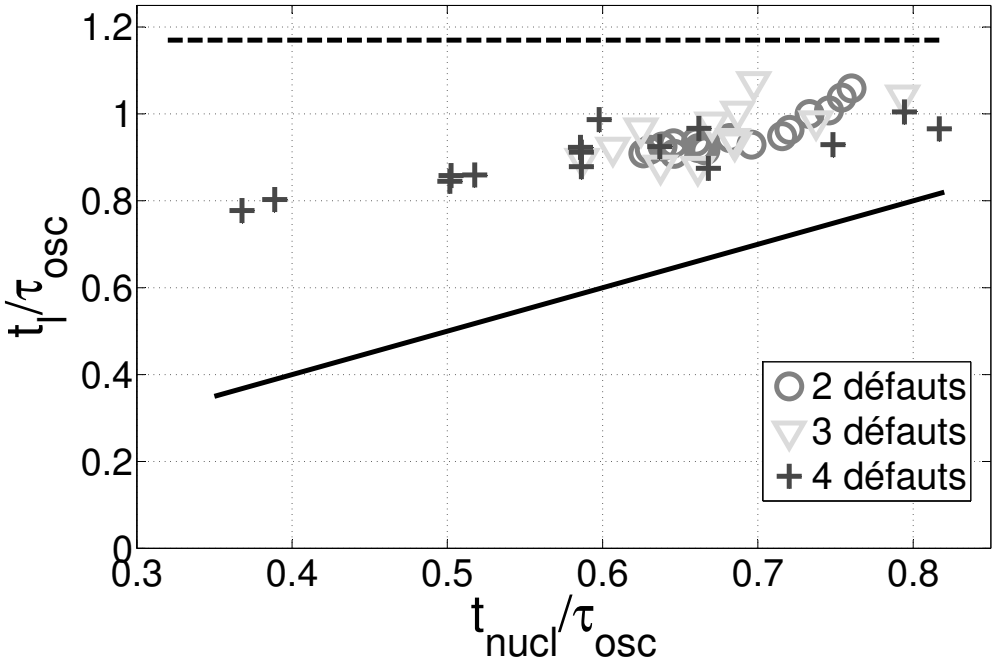

FIGURE 4.12 – Temps de vie de la lamelle, adimensionné par le temps d'oscillation capillaire de la goutte, en fonction du temps de nucléation moyen adimensionné par le temps d'oscillation de la goutte.··· Temps de contact moyen sans défauts, $t_l = 1,17\tau_{osc}$ [95], **–** droite d'équation $y = t_{nucl}$; le nombre de défauts est précisé en légende.

temps de vie de la lamelle croît avec le temps de nucléation moyen. Le nombre de défauts ne semble pas influencer cette tendance. À partir de la droite d'équation $y = t_{nucl}$ de la Figure 4.12, on peut extrapoler graphiquement un temps de parcours des trous de démouillage, tel que $t_{parcours} = t_l - t_{nucl}$. C'est pendant ce temps de parcours que les trous de démouillage absorbent le fluide de la lamelle.

Plus la nucléation est tardive, plus le temps de parcours des trous est faible puisque la

rétractation globale de la goutte a raccourci le chemin à parcourir pour démouiller la lamelle. En effet, le temps d'étalement maximal de la goutte peut s'approcher de la manière $t_{max} \approx \frac{\tau_{osc}}{2}$ [95], ainsi la rétractation a déjà débuté lorsque la nucléation se produit pour des valeurs $\frac{t_{nucl}}{\tau_{osc}} > 0,5$. D'autre part, la lamelle s'amincit au cours du temps selon une dépendance $h \propto \frac{1}{(t^*+1)^2}$, par conséquent le démouillage selon une vitesse de Taylor-Culick $v_{Cu} \sim h^{-1/2}$ s'accélère et le temps de parcours en est d'autant plus réduit.

Pour réduire au maximum le temps de vie de la lamelle en la perçant, il convient de déclencher la nucléation le plus tôt possible. Minimiser la distance à parcourir par les trous de démouillage en multipliant les sites de nucléation pourrait alors contribuer à réduire d'autant plus le temps de contact. Hélas, pour les substrats à deux et trois défauts, les nucléations ont lieu trop tardivement dans nos expériences pour caractériser une influence du nombre de défauts.

Conclusion sur les substrats à plusieurs défauts ponctuels

Nous avons réalisés des impacts sur des substrats couverts de deux, trois ou quatre défauts répartis en formes géométriques régulières. Nous nous sommes intéressés à la stabilité de la lamelle de fluide et avons trouvé que sur nos substrats, la nucléation des trous pouvait avoir lieu directement au bord aval du défaut ou bien, plus loin, dans le sillage du défaut. Dans le cas d'une nucléation proche d'un défaut, le critère de rupture exposé au Chapitre 1, Partie, 1.8 qui lie diamètre du défaut et épaisseur critique d'ouverture ne semble pas vérifié dans notre cas. En revanche nos mesures suggèrent que les ouvertures dans la lamelle semblent se produire pour une épaisseur absolue de la lamelle fixe.

Même si nous n'avons pas pu prédire la localisation et le temps d'apparition de points de ruptures dans la lamelle, une fois ceux-ci identifiés, nous sommes en mesure de prédire l'évolution et la morphologie finale de la goutte avant rebond. Dans le cas de trois défauts qui percent chacun la lamelle, nous avons observé que le fluide se concentre sur un motif résultant de la rencontre des différents trous de démouillage dont les dynamiques sont liées aux propriétés de vitesse et d'épaisseur de la lamelle. Nous sommes parvenus à simuler ce motif final par un algorithme de pavage de type Voronoï. Nos simulations parviennent à rendre compte de petites excentricités entre le point d'impact et le barycentre des trois défauts.

Nous avons aussi pu caractériser le temps de vie de la lamelle ; nous avons montré que celui-ci est sensiblement plus faible que pour des impacts sur substrats lisses mais qu'il demeure du même ordre que le temps caractéristique d'oscillation capillaire $\tau_{osc} = \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\gamma}}$. Nous avons montré que le temps de nucléation moyen des trous influe sur le temps de vie de la lamelle tandis que le nombre de défauts et de sites de nucléation n'a pas pas d'incidence sur le temps de vie de la lamelle, du moins pour les configurations explorées lors de nos expériences.

Entre autres perspectives à court terme, on peut poursuivre notre étude pour proposer un critère de rupture de la lamelle sur les défauts cylindriques qui rende compte des nos expériences. On pourrait alors supposer que de l'évaporation de contact sur la face supérieure des défauts

puisse entrer en jeu dans la rupture de la lamelle. Dans l'hypothèse où le seuil de rupture de la lamelle serait mieux compris, on pourrait optimiser la forme des défauts de sorte à déclencher les nucléations de trous le plus tôt possible. La répartition et le nombre des défauts pourraient sans doute révéler leur influence sur le temps de parcours des trous et donc sur le temps de vie de la lamelle. En outre, la distance entre défauts voisins serait une variable pertinente pour explorer d'autres régimes de recouvrement des défauts et ainsi jouer sur la morphologie de la goutte. Lors d'impacts en régime d'ancrage permanent, la dynamique des lobes en aval de chaque défaut pourrait être non seulement modélisée au vu des résultats du Chapitre 3 mais aussi affecter le temps de contact de la goutte. En effet les travaux à faibles nombre de Weber sur des textures rectilignes [74, 73, 72] ont montré que la répartition du volume de liquide en sous unités permettait de diminuer le temps de contact de la goutte. On rappelle que maîtriser le temps de contact permet de contrôler certains phénomènes de transport, comme les échanges thermiques pour aussi bien éviter le gel des gouttes qu'optimiser le refroidissement d'une surface par spray.

Par ailleurs, nos simulations de motifs de fluide par un algorithme de pavage de type Voronoï permettent de prédire avec une précision fine la morphologie d'une goutte avant rebond. Or le rebond des filaments est précédé d'une légère surpression. On pourrait alors imaginer utiliser cette surpression avant rebond pour imbiber une surface. Dans cette optique, la fragmentation contrôlée de la goutte ouvrirait la voie à un procédé d'impression dont la précision serait inférieure à la taille de la goutte.

Une autre manière de maîtriser la morphologie de la goutte en fin d'impact est de contrôler son étalement. Si jusqu'à présent nous avons surtout cherché à entraver l'étalement dans la direction des défauts, nous allons maintenant étudier des surfaces permettant de canaliser le fluide et éventuellement d'augmenter l'étalement dans certaines directions privilégiées.

4.2 Intersections de canaux

Dans le but de poursuivre notre étude sur le couplage entre rugosités et goutte, on se penche sur le cas de motifs en bas-relief. Ces motifs consistent en des intersections de canaux, dont on va sonder la capacité à canaliser le fluide.

4.2.1 Description des surfaces

Les surfaces sont toujours réalisées par la méthode de lithographie par résine photosensible. On a joué sur deux variables en étudiant deux types de substrats. En premier lieu, on a fait varier le nombre de branches, de deux à six, en conservant une distance d entre le centre du motif entre les coins du motif de l'ordre de $2,2$ mm comme illustré sur la Figure 4.13. Sachant que le rayon moyen des gouttes vaut $R_0 = 1,01$ mm, la distance radiale adimensionnée par le rayon de la goutte est de l'ordre de $d^* \approx 2,2$. Les motifs ont une épaisseur de 112 μm ce qui d'après la Figure 2.22 du Chapitre 2 laisse espérer *a priori* un régime d'ancrage permanent lors

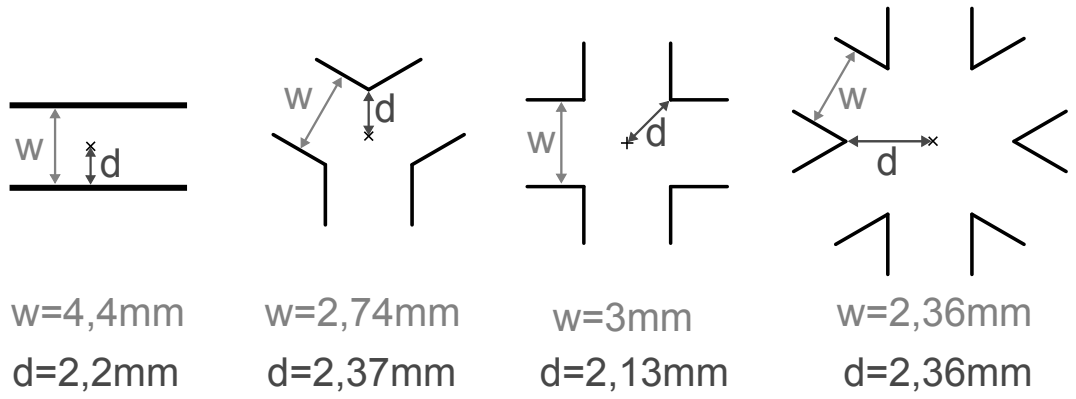

FIGURE 4.13 – Dimension des différentes intersection de canaux utilisées pour faire varier le nombre de branches. w : largeur des canaux, d : distance entre le centre du motif et les coins des motifs.

des impacts. Les motifs sont donc susceptibles de canaliser le fluide efficacement.

En second lieu, on a travaillé sur des motifs à quatre branches de 90 μm d'épaisseur. On a alors fait varier la largeur des canaux, notée w, ce qui fait aussi varier la distance d qui sépare le centre du motif des coins du motif puisque la forme du motif fixe le rapport entre la largeur des allées w et d, avec $d = \frac{w}{\sqrt{2}}$. La distance d entre le centre et les coins du motif prend les valeurs suivantes : $1,94$mm ; $2,83$ mm ; $3,15$ mm ; $3,42$ mm et $3,7$ mm. Pour cette série d'expériences, le rayon moyen des gouttes s'élevait à $R_0 = 1,12$ mm, les impacts sur substrat à quatre allées seront différenciés les uns des autres par la distance $D^* = \frac{d}{R_0}$. Faire varier la distance D^* permet de jouer sur la capacité des motifs à canaliser la goutte en étalement. En effet, pour les motifs les plus étroits, $D^* = 1,8$, ce qui correspond *a priori* à un régime d'ancrage transitoire, tandis que pour les motifs les plus larges, $D^* = 3,4$, ce qui présage d'un régime d'ancrage permanent. Les rugosités locales peuvent être recouvertes ou non par le défaut comme l'ont montré nos résultats sur défaut unique.

4.2.2 Phénoménologie de recouvrement ou d'endiguement de la goutte

Lors d'un impact, les défauts sous forme de chevrons vont partiellement ou totalement dévier le fluide en étalement. La symétrie de l'étalement est réduite à celle du motif de la surface. On peut ainsi illustrer l'exemple d'un étalement sur une intersection de deux canaux croisés, c'est-à-dire quatre branches, sur la Figure 4.14. Commençons par une brève description chronologique d'un impact sur un motif à quatre branches.

La topographie parvient toujours à restreindre partiellement l'étalement en aval des bords des canaux, si bien que l'étalement s'effectue préférablement dans les directions des canaux. On peut néanmoins différencier deux régimes en fonction de la capacité de la lamelle à franchir les obstacles que représentent les rugosités, un régime de recouvrement et un régime de piégeage. On observe toujours une lamelle et un bourrelet périphérique. À cause de l'endiguement de la lamelle dans les allées délimitées par les textures, le fluide se concentre sur des filaments

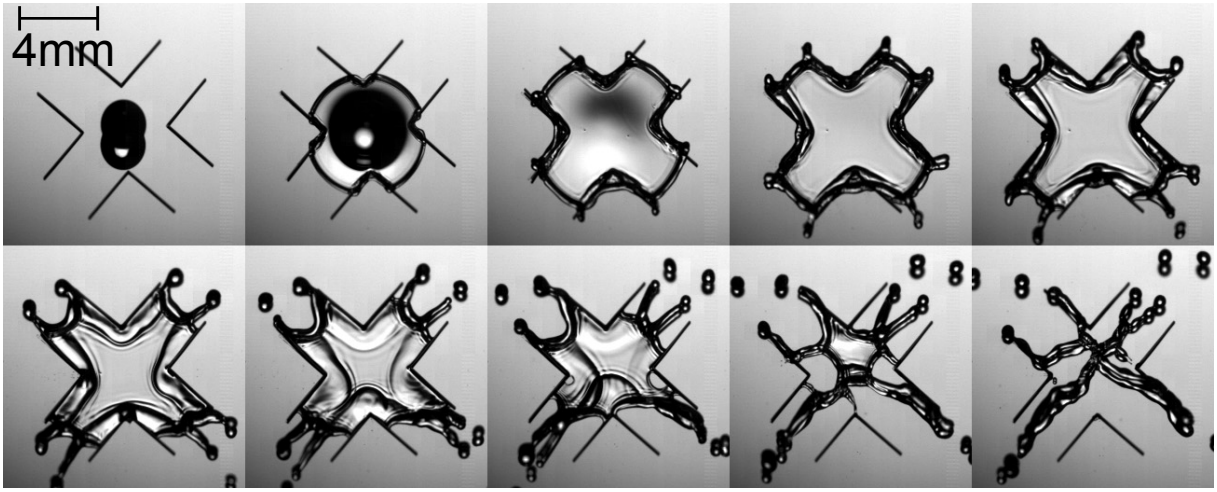

FIGURE 4.14 – Chronophotographie d'un impact à We = 91, sur une surface présentant des canaux dans quatre directions orthogonales. La distance du centre aux coins des rugosités vaut $2,83$ mm.

pendant la rétractation. Ainsi, comme pour les impacts sur plusieurs défauts qui nucléent des trous, on supposera que le temps de vie de la lamelle s'apparente au temps de contact de la goutte.

Cas recouvrant

Nous allons d'abord traiter le cas recouvrant. Dans ce régime la lamelle parvient effectivement à recouvrir les coins du motifs, autrement dit les portions de ligne de texture les plus proches du centre de la goutte. On atteste d'un régime de recouvrement, lorsque l'on discerne une portion de lamelle en aval des coins des textures comme sur la Figure 4.15.

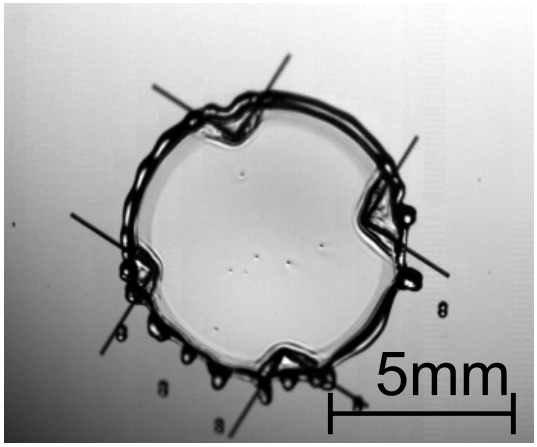

FIGURE 4.15 – Impact recouvrant les coins des textures à We = 102 pour $D^* = 2,8$ à l'instant $t = 4,17\tau$.

Cas endigué ou piégé

Si la lamelle ne parvient pas à franchir les rugosités que constituent nos intersections de canaux, on considère alors qu'on est dans le cas non recouvrant, appelé cas endigué. Ce régime est analogue au régime de piégeage permanent observé pour les défauts uniques. Dans ce régime la lamelle est endiguée dans les canaux que les rugosités délimitent, même si le bourrelet peut partiellement recouvrir les rugosités comme le montre la Figure 4.16. On remarque que malgré

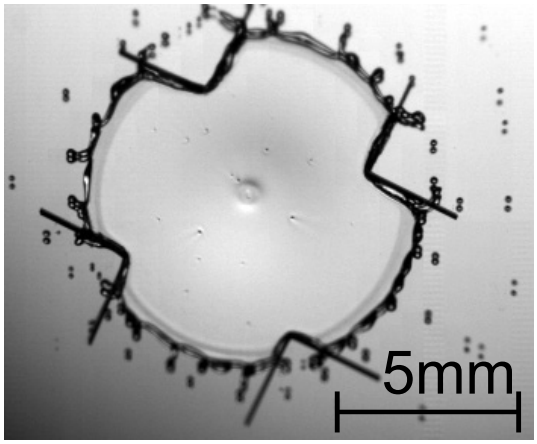

FIGURE 4.16 – Impact recouvrant les coins des textures à We = 225 pour $D^* = 3,3$ à l'instant $t = 3,86\tau$ après impact.

de petites gouttelettes éjectées par dessus les coins des textures, il n'y a pas de recouvrement par la lamelle.

4.2.3 Transition entre piégeage et recouvrement

Après avoir défini les différents régimes de recouvrement nous allons chercher à caractériser la capacité de la goutte à recouvrir les coins des textures en fonction de sa vitesse d'impact et de la distance entre le centre et les coins des motifs. Les résultats sont résumés sur la Figure 4.17.

Pour chaque topographie de surface, on observe qu'à faible nombre de Weber, il y a endiguement. Lorsque l'inertie de la goutte augmente, la lamelle finit par recouvrir les rugosités pour les canaux les plus étroits, c'est-à-dire lorsque la distance est en dessous de $D^* < 3,2$. Il existe un régime de transition pour lequel le recouvrement n'est pas observé sur tous les coins des motifs rugueux. C'est par exemple le cas lorsque l'impact est légèrement excentré du centre du motif, la lamelle ne recouvre alors que certains des coins du motifs tandis que d'autres piègent la lamelle. De tels impacts n'apparaissent pas sur la Figure 4.17. Enfin, lorsque les coins des chevrons sont suffisamment excentrés, on retrouve le régime d'endiguement qui demeure robuste aux nombres de Weber les plus élevés.

Ce régime d'endiguement robuste aux nombres de Weber élevés est analogue à un régime d'ancrage permanent sur défaut unique. On peut noter cependant que la distance radiale entre

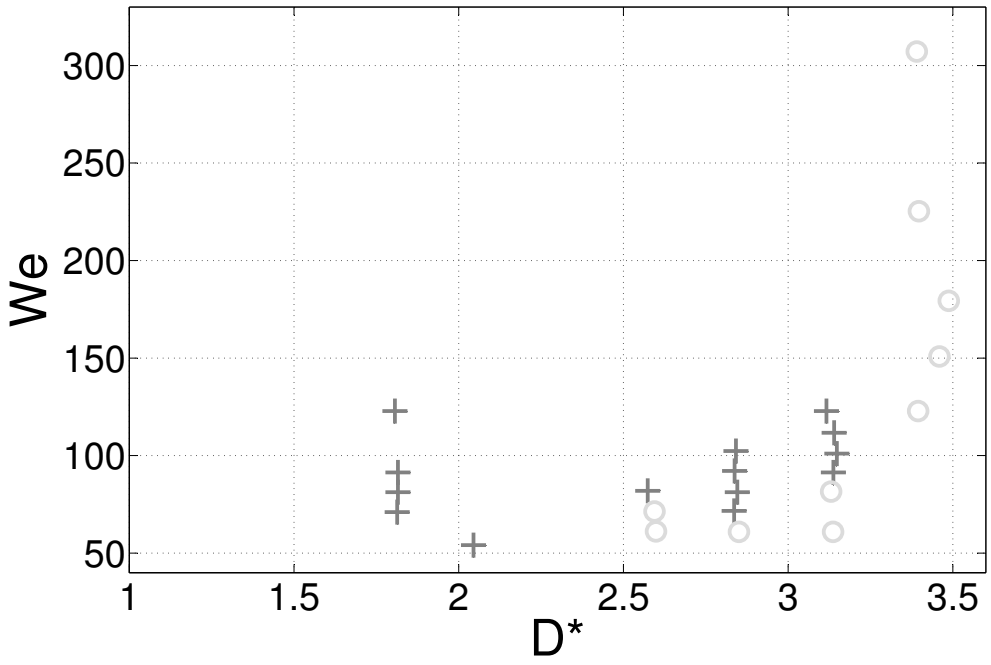

FIGURE 4.17 – Régime de recouvrement selon le nombre de Weber et la distance D entre le centre et les coins des textures.+ Régime de recouvrement, ○ Régime endigué. Les carrefours mesurent 90 μm d'épaisseur.

le centre et les coins des chevrons, pour laquelle le régime d'endiguement devient stable est supérieure à la distance radiale critique à laquelle on observe le régime de d'ancrage permanent dans le cas d'un défaut unique de 90 μm, épaisseur de nos canaux, excentré d'une distance proche de $2,5\mathrm{R}_0$.

Nous allons voir si la présence de canaux est à même de modifier des grandeurs globales de l'impact en plus de modifier sa morphologie en endiguant le fluide.

4.2.4 Paramètres globaux

Nous cherchons l'influence des canaux sur des grandeurs globales de l'étalement, telles que le rayon d'étalement maximal ou encore le temps de contact. On ne se restreint pas uniquement à des régime endigués pour l'étude des paramètres globaux, puisque les rugosités parviennent toujours à fortement entraver l'écoulement dans leur direction.

Étalement maximal

Lorsqu'on endigue la lamelle dans des canaux, on espère observer un étalement maximal accru par rapport à un impact sur surface lisse. On reporte les mesures d'étalement maximal $\mathrm{R}_{\mathrm{max}}$ dans les allées pour des motifs à quatre branches, avec différentes distances D^*. Les résultats sont adimensionnés par l'étalement maximal théorique obtenu par ajustement : $\mathrm{R}^*_{\mathrm{max}} =$

$0,99\mathrm{We}^{0,29}$; et présentés en fonction du nombre de Weber sur la figure 4.18.

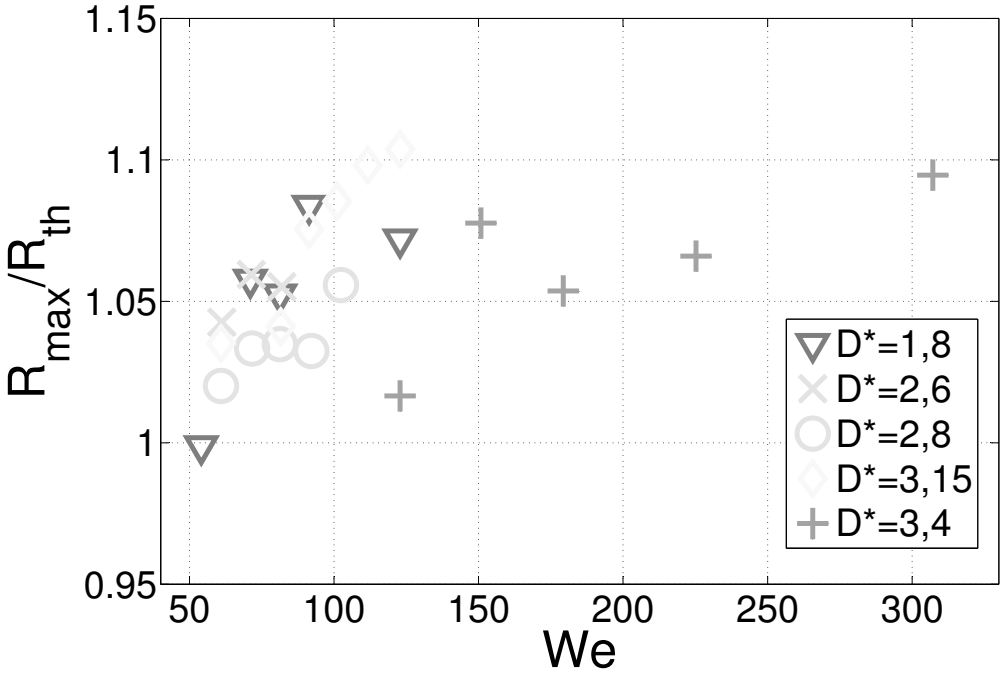

FIGURE 4.18 – Rayon d'étalement maximal moyenné sur chacune des quatre allées, adimensionné par le rayon maximal théorique sur surface lisse $\mathrm{R_{th}} = 0,99\mathrm{We}^{0,29}\mathrm{R_0}$, en fonction du nombre de Weber. Les distances D^* sont précisées en légende.

L'étalement maximal est accru dans la direction des allées par rapport à l'étalement de référence sur substrat lisse. L'augmentation d'étalement peut atteindre jusqu'à 10% pour le substrat à $\mathrm{D}^* = 3,15$. Pour chaque substrat, l'excédent d'étalement tend à croître avec le nombre de Weber, mais le gain d'étalement varie d'un substrat à l'autre. Pour le substrat dont les allées sont les plus étroites ($\mathrm{D}^* = 1,8$), l'étalement n'est pas très exacerbé par les textures, voire même pas du tout ($\mathrm{R_{max}} = \mathrm{R_{th}}$) pour le plus faible nombre de Weber, de l'ordre de 50. Pour le substrat dont les allées sont les plus larges, $\mathrm{D}^* = 3,4$ l'excédent d'étalement est aussi plus faible que pour les autres substrats à des nombres de Weber comparables. Il semble en effet logique que les textures les plus larges n'exacerbent pas beaucoup l'étalement. Le motif ne perturbe que la périphérie de la goutte et n'est pas susceptible de dévier beaucoup de fluide dans les allées. En revanche, il est étonnant que les allées les plus étroites ($\mathrm{D}^* = 1,8$) ne parviennent pas à exacerber l'étalement par rapport à un impact sur substrat lisse. On s'attendrait en effet à ce que l'étalement soit le plus exacerbé précisément pour le substrat aux allées les plus étroites, à même de dévier le plus de fluide. On pourrait suggérer que de la dissipation visqueuse a lieu dans les allées les plus étroites ce qui expliquerait ce résultat surprenant.

Intéressons-nous maintenant à la valeur de l'aire de la goutte à son étalement maximal. Nous avons mesuré l'aire de la lamelle à l'étalement maximal et la divisons à l'aire maximale atteignable lors d'un impact sur surface lisse, un cercle de rayon $\mathrm{R^*_{max}}$ donné par l'ajustement

de la forme $R^*_{max} = 0,99We^{0,29}$, présenté au Chapitre 3. Les résultats apparaissent sur la Figure 4.19. L'aire maximale est particulièrement abaissée par les rugosités les plus étroites

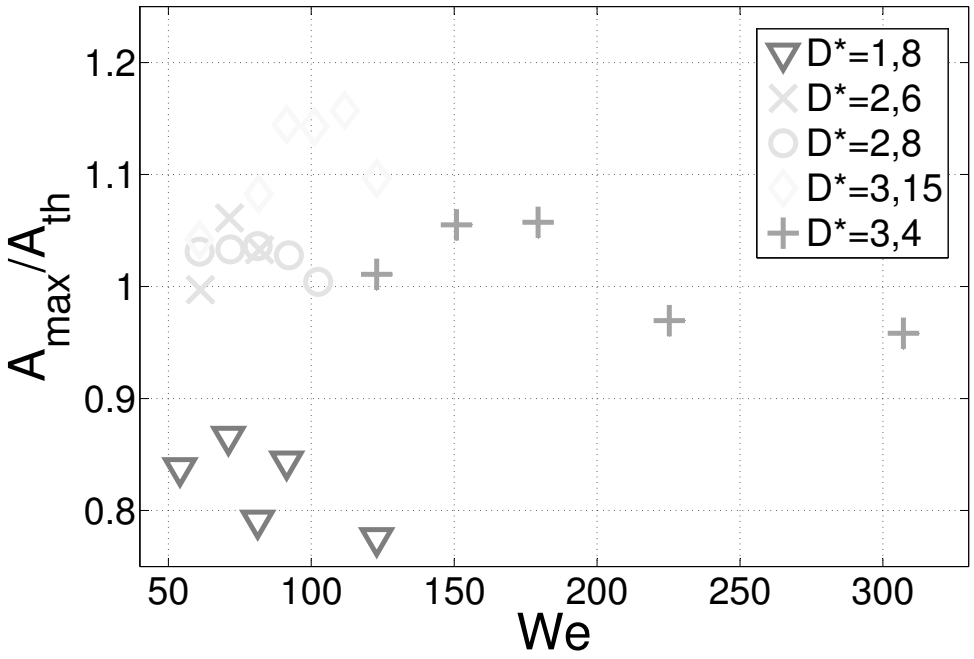

FIGURE 4.19 – Aire à l'étalement maximal, adimensionnée par l'aire théorique maximale sur surface lisse en fonction du nombre de Weber. Les surfaces comportent quatre allées et mesurent 90 μm d'épaisseur. La distance centre-coin apparaît en légende.

($D^* = 1,8$). Pour les autres surfaces, on ne constate pas de déficit particulier voire même une légère augmentation notamment dans les cas où la distance centre-coin vaut $D = 3,15R_0$.

Les allées les plus étroites ($D^* = 1,8$) semblent générer de la friction visqueuse, ce qui expliquerait le déficit pour l'aire d'étalement par rapport à la référence d'un impact sur surface lisse. En revanche il est plus délicat d'expliquer que les rugosités parviennent à faire augmenter l'aire d'étalement maximale. On peut remarquer que la distance centre-coin pour laquelle cette aire est le plus accrue ($D^* = 3,15$) correspond aux canaux les plus larges pour lesquels on peut tout de même espérer un recouvrement d'après la Figure 4.17. Une répartition de liquide différente du cas classique dans la lamelle entre les zones de recouvrement et les zones endiguées pourrait résulter en cet accroissement d'aire. On a vu que sur des substrats à quatre allées, il est possible d'exacerber l'étalement dans la direction des canaux. Cependant ce phénomène est limité, puisque les allées les plus étroites, pour lesquelles on s'attendrait à dévier le plus de fluide vers les canaux, génèrent de la dissipation visqueuse.

L'endiguement partiel ou total de la lamelle parvient donc bien à accroître l'étalement dans les allées. Cela peut-il avoir une influence sur le temps de vie de la lamelle ?

Temps de vie de la lamelle

Lors de la rétractation de la goutte, on discerne toujours une lamelle d'un bourrelet extérieur. On peut donc toujours définir le temps au bout duquel la lamelle finit d'être engloutie par un bourrelet en rétractation. De cette manière, on a effectué des mesures du temps de vie de la lamelle en faisant à la fois varier le nombre d'allées que présentent les surfaces texturées, ainsi que la largeur des allées pour substrats à quatre allées.

On affiche ainsi le temps de vie de la lamelle pour les substrats à quatre allées de largeurs variables sur la Figure 4.20. Le temps de vie diminue globalement avec le nombre de Weber. Il

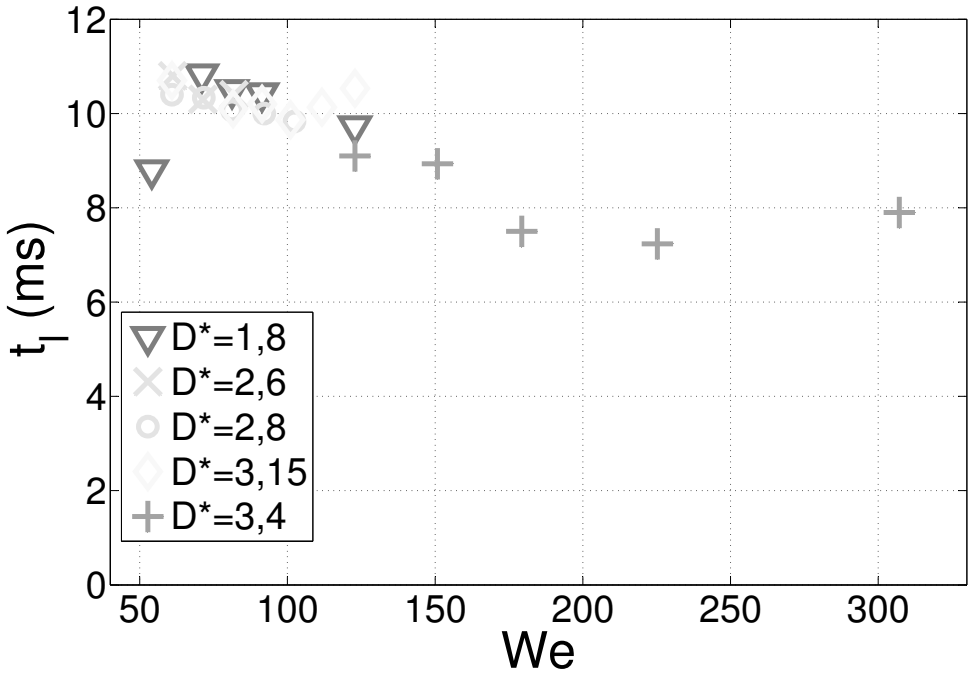

FIGURE 4.20 – Temps de vie de la lamelle en ms en fonction du nombre de Weber. Les substrats diffèrent par leur distance centre-coin précisée en légende

semble aussi afficher une légère décroissance lorsque la largeur des allées augmente.

L'effet du nombre d'allées sur le temps de vie de la lamelle en fonction du nombre de Weber est quant à lui présenté sur la Figure 4.21. On constate que le temps de vie de la lamelle décroît avec le nombre de Weber pour chacune des surfaces. On peut tenter d'expliquer cette décroissance ; le temps de vie de la lamelle rend compte du volume de la goutte. Ainsi lorsque le nombre de Weber augmente, on est susceptible d'éjecter plus de gouttelettes satellites et donc de réduire le volume de fluide à rétracter. Cette tendance s'observe d'ailleurs aussi sur les substrats lisses. Cela pourrait expliquer pourquoi globalement on voit que les temps de vie diminue avec le nombre de Weber.

Pour les variations avec le nombre d'allée, on observe une légère décroissance du temps de vie de la lamelle avec N. À titre de comparaison, l'expression théorique $y = \frac{\pi}{\sqrt{N(N^2-1)}}$ qui

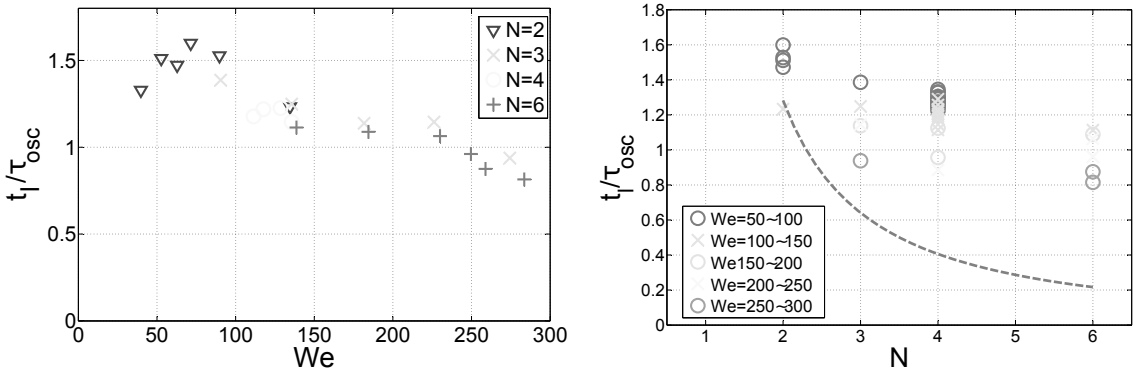

FIGURE 4.21 – À gauche : Temps de vie de la lamelle adimensionné par le temps capillaire, τ_{osc} en fonction du nombre de Weber. Le nombre de branches est précisé en légende. À droite : $\frac{t_l}{\tau_{\mathrm{osc}}}$ en fonction du nombre de branche, échelle des nombre de Weber en légende.··· $y = \frac{\pi}{\sqrt{N(N^2-1)}}$

correspond à la période d'oscillations circulaires de mode N d'un cylindre liquide [109] est présentée en regard des données expérimentales, Figure 4.21 (droite). Même si la décroissance est observée, ce modèle décrit assez mal la situation présente. On peut suggérer une explication qui éclaire l'écart de temps de vie de la lamelle entre les substrats à trois allées et ceux à six allées. On peut remarquer que pour les substrats à trois allées, la largeur des allées vaut $w = 2,73$ mm tandis qu'elle vaut $w = 2,36$ mm pour les substrats à six allées. On pourrait alors penser que les allées les plus étroites permettent de rétracter plus vite la lamelle sur un filament de fluide.

Retour sur l'étalement maximal

On a vu que l'étalement maximal pouvait être exacerbé pour des substrats à quatre branches, mais que la dissipation visqueuse pouvait perturber les mécanismes par lesquels le fluide est déviée dans les allées. Nous allons alors essayer de mettre en relation le temps de vie de la lamelle avec l'étalement mesuré pour exhiber une tendance globale. Pour ce faire on adimensionne le temps de vie de la lamelle par un temps capillaire d'oscillation circulaire, cette fois construit à partir du rayon d'étalement moyenné dans les allées, R_m^*. On construit donc le temps capillaire $\tau_{R_m} = \sqrt{\frac{\rho R_m^3}{\gamma}}$. On peut alors afficher les variations de ce nouveau temps adimensionné en fonction du nombre de Weber sur la Figure 4.22, toujours pour les différents nombres de branches.

Sur cette courbe, la décroissance avec le nombre de Weber est très distincte et l'influence du nombre d'allées n'apparaît plus. Il semblerait donc que ce temps d'oscillation construit à partir de la mesure de l'étalement maximal dans les allées soit une grandeur pertinente. Regardons alors ce que donnent les résultats pour les substrats à quatre allées de largeur variables sur la Figure 4.23. La superposition des données est remarquable (à titre de comparaison on pourra se référer aux données brutes figure 4.20). Chacune des courbes peut-être ajustée par une loi de puissance donnant comme résultat $\frac{t_l}{\tau_{R_m}} \propto We^{-n}$ où n vaut $0,69$ dans le cas des substrat à

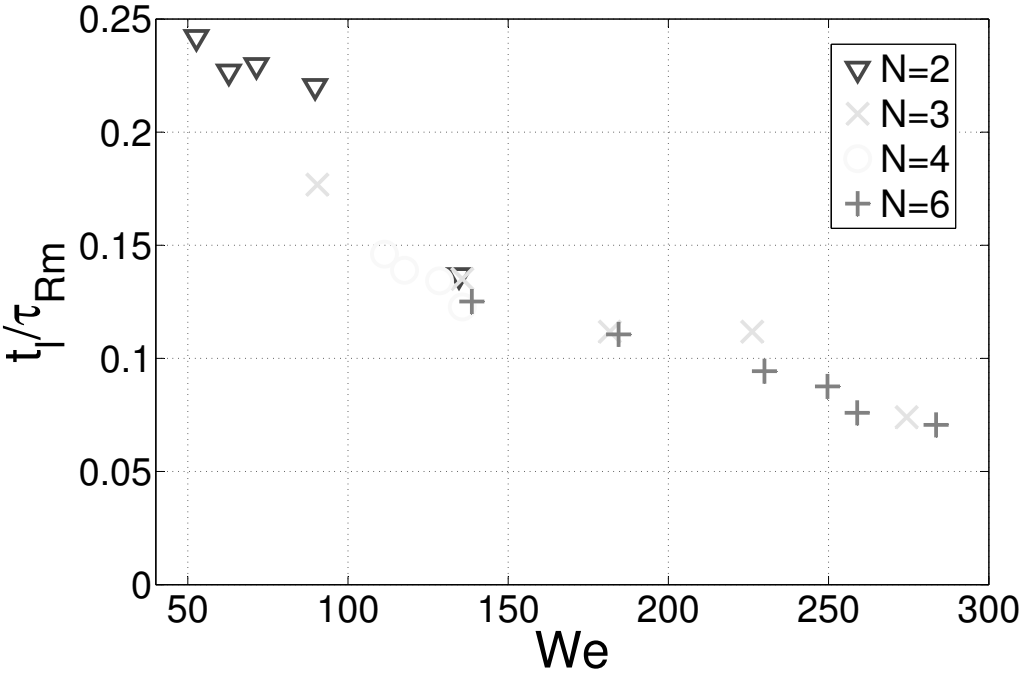

FIGURE 4.22 – Temps de vie de la lamelle adimensionné par le temps $\tau_{\mathrm{R_m}}$ en fonction du nombre de Weber. Les substrats ont un nombre variables d'allées précisé en légende

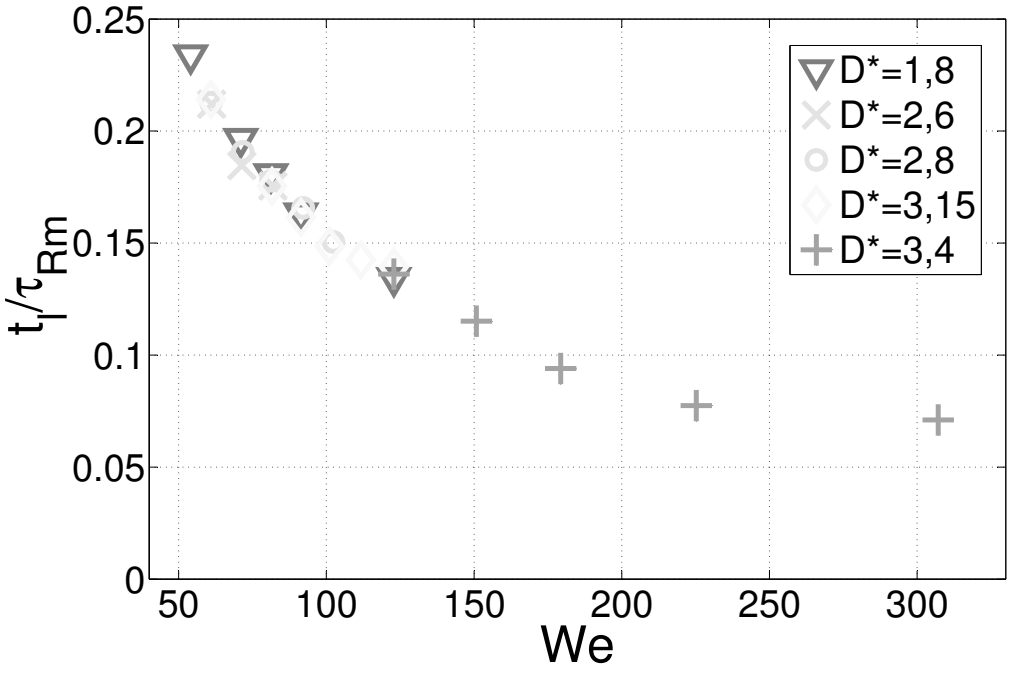

FIGURE 4.23 – Temps de vie de la lamelle adimensionné par le temps $\tau_{\mathrm{R_m}}$, en fonction du nombre de Weber. Les substrats possèdent 4 allées dont les largeurs sont précisées en légende.

quatre allées de largeur variables, et $n = 0,70$ dans le cas des substrats à différents nombres d'allées, donc très similaires. On peut sonder les variations des différentes grandeurs pour un impact sur substrat lisse et comparer la dépendance attendue pour le temps de vie de la lamelle à nos données. On sait déjà exprimer l'étalement maximal en fonction du nombre de Weber $\mathrm{R}^*_{\mathrm{max}} \sim \mathrm{We}^{3/10}$, on peut alors aboutir à la dépendance : $\frac{1}{\tau_{\mathrm{R_m}}} \sim \mathrm{We}^{\frac{-9}{20}}$. Nous ne connaissons malheureusement pas le temps de vie de la lamelle sur des substrats lisses et en particulier sa dépendance avec le nombre de Weber, nous ne pouvons donc pas conclure sur le caractère générique de cette approche pour l'instant.

Nous avons quand même construit une grandeur significative à partir de deux mesures indépendantes, la première étant le temps de vie de la lamelle, et la seconde l'étalement maximal dans les allées. Cet étalement rend à la fois compte de la capacité des substrats à canaliser le fluide en fonction de leur géométrie, mais aussi de l'éventuelle dissipation supplémentaire générées par les surfaces ainsi que de phénomènes additionnels tels que l'éjection de gouttelettes satellites à nombre de Weber élevé.

Conclusion sur les intersections de canaux

Nous avons réalisé des impacts sur des substrats présentant entre deux et six allées. Nous avons aussi travaillé sur des substrats à quatre allées dont la largeur varie. On a caractérisé des régimes de recouvrement qui rendent compte de la capacité des substrats à endiguer le fluide dans les allées lors de l'étalement. Ces régimes sont définis de manière analogue aux régimes de recouvrement introduits dans le Chapitre 2 pour les défauts uniques. On a observé qu'en dessous d'une distance critique D^* entre le centre et les coins des textures, il y a endiguement à faible vitesse d'impact et recouvrement à haute vitesse d'impact. Lorsque la distance D^* est suffisante, la lamelle ne parvient plus à recouvrir les rugosités des substrats, quelque soit la vitesse d'impact. Ce régime est analogue à un régime d'ancrage permanent sur défaut unique.

Nous avons aussi pu mettre en évidence que les substrats permettent d'accroître l'étalement dans les allées, par rapport à un impact sur surface lisse. Pour les allées les plus étroites, de la dissipation visqueuse est vraisemblablement responsable d'une diminution de l'étalement qui limite ainsi l'influence des effets de canalisation. Il y a donc un optimum de largeur de ligne pour guider l'étalement dans une direction et exacerber l'étalement dans les allées.

Nous avons par ailleurs mesuré le temps de vie de la lamelle et avons retrouvé une légère décroissance avec le nombre de Weber. On a relié le temps de vie de la lamelle à l'étalement maximal en introduisant un temps d'oscillation capillaire, $\tau_{\mathrm{R_m}}$, construit à partir de l'étalement maximal dans les allées. Le temps de vie de la lamelle adimensionné par ce temps capillaire permet de retrouver une loi générale qui s'applique à tous les substrats texturés par des intersections de canaux.

De rugosités ponctuelles, traitées dans le chapitre 2, nous avons complexifié nos substrats avec des textures ponctuelles multiples puis avec des intersections d'allées. En plus de se complexifier, ces textures restreignent toujours plus l'étalement de la goutte. On va donc finalement

tenter de totalement entraver l'étalement de la goutte avec des textures circulaires.

4.3 Couronnes

On s'intéresse maintenant à des textures circulaires, pour chercher à entraver toujours davantage l'étalement de la goutte et jouer sur les paramètres globaux de l'impact.

4.3.1 Description des surfaces et phénoménologie

Rugosités circulaires

Nos rugosités circulaires ont la forme de couronnes de rayon et d'épaisseur contrôlés et dont le trait a une largeur fixée. La fabrication de ces substrats suit toujours le même protocole de lithographie par résine photosensible.

Le motif dessiné sur les substrats a la forme de couronnes dont la largeur du trait vaut toujours 100 μm, et dont l'épaisseur varie entre 77 μm et 112 μm. Le rayon intérieur des couronnes L varie entre $4R_0$ et $9R_0$, sachant que le rayon des gouttes est fixé à $R_0 = 1,1$ mm. On a donc fait varier trois paramètres, l'épaisseur des rugosités circulaires, leur rayon L et enfin la vitesse d'impact des gouttes. On présente une surface sur la Figure 4.24. Notons qu'à nouveau ici, une des difficultés est d'aligner le point d'impact avec le centre du défaut. Pour y parvenir, nous effectuons un grand nombre d'expériences et nous ne gardons que les impacts centrés (un tiers des expériences en moyenne). Penchons-nous sur le déroulé d'un impact sur

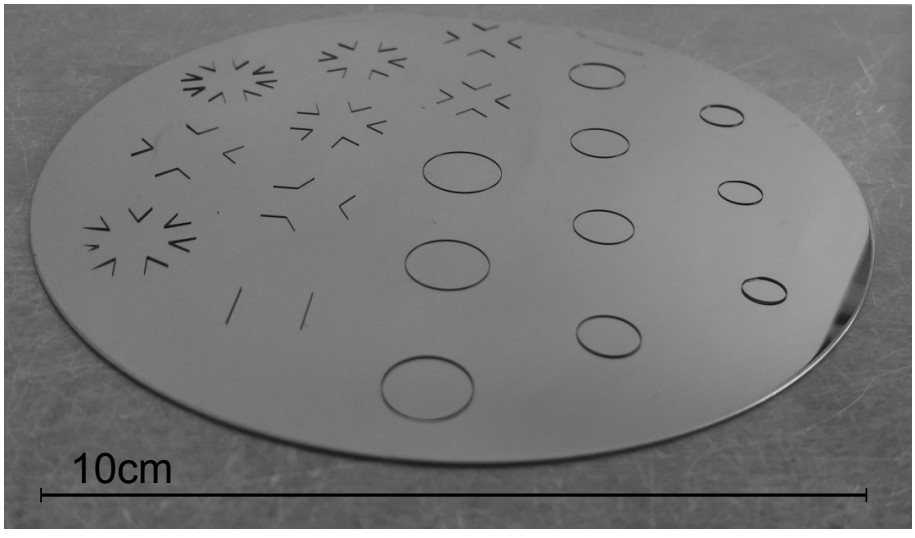

FIGURE 4.24 – Photographie d'un substrat présentant des textures circulaires ainsi que des intersections de canaux.

de telles couronnes.

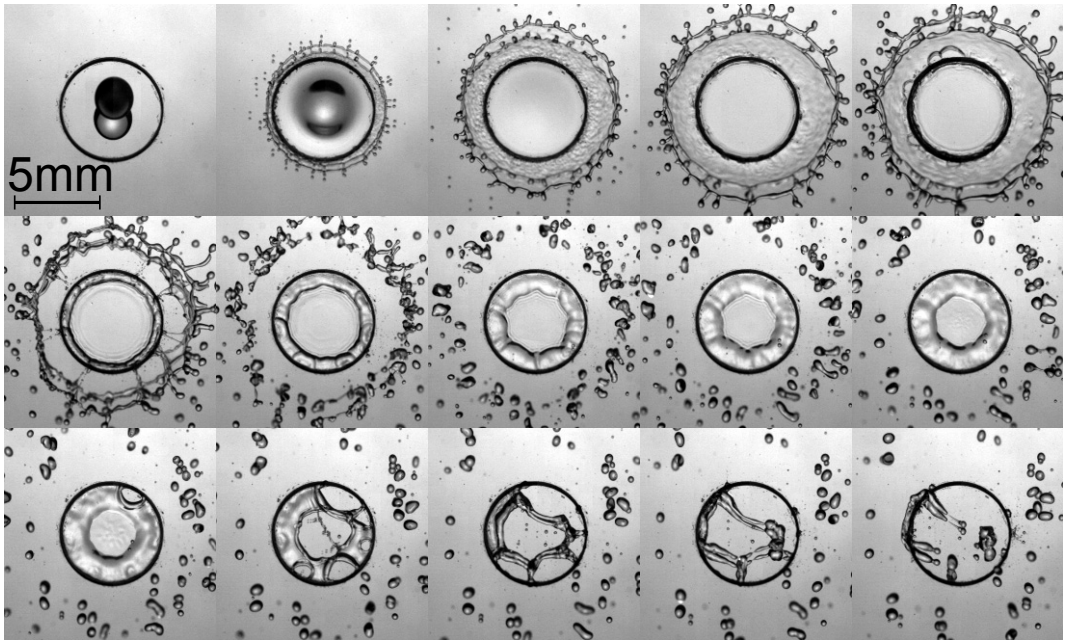

FIGURE 4.25 – Série de clichés séparés du temps $\Delta t = 1$ ms. L'impact est réalisé à un nombre de Weber, We= 195 sur un couronne d'épaisseur 123 μm et de rayon intérieur $l = 5,2R_0$ où $R_0 = 1,11$ mm.

Chronophotographies d'impact

On illustre la phénoménologie d'impact avec une série de clichés présentés sur la Figure 4.25. Nous pouvons distinguer trois phases.

Une phase d'étalement des clichés 1 à 4

- clichés 1-2 : la goutte s'étale et forme une lamelle et un bourrelet périphérique ;
- cliché 2 : la lamelle a ici recouvert la texture coronaire ;
- cliché 4 : on a atteint l'étalement maximal.

Une phase de déstabilisation de la lamelle extérieure à la couronne

- cliché 5 : la lamelle se rompt à partir de la couronne en plusieurs sites ;
- cliché 5-6 : la lamelle extérieure à la couronne se rétracte tandis qu'un bourrelet se forme à l'intérieur de la couronne ;
- cliché 6 : la lamelle extérieure à la couronne disparaît ;
- cliché 6-7-8 : le filament résultant du démouillage de la lamelle extérieure à la couronne se déstabilise en gouttelettes.

La fin de vie de la goutte

- cliché 8-9-10 : la lamelle inertielle s'affine toujours au centre, tandis qu'un bourrelet périphérique s'épaissit au contact de la couronne ;
- cliché 11 : la lamelle se déstabilise depuis le bord de la couronne ;

— cliché 11-12 : la lamelle se déstabilise depuis un autre foyer de la couronne ainsi qu'en son centre, à une vitesse de démouillage élevée ;
— cliché 12-13-14 : on observe un démouillage du centre de la lamelle ;
— cliché 14 : la lamelle a disparu. Les filaments de fluide résiduels se déstabilisent en gouttelettes et l'on observe des vestiges de la lamelle démouillée.

Les trois processus principaux présentés dans la description précédente vont chacun faire l'objet d'une partie dédiée. Dans un premier temps, on s'intéressera à la phase d'étalement et à plus proprement parler de la capacité de la lamelle à recouvrir la texture coronaire. Dans une deuxième partie, on s'intéressera à la déstabilisation de la lamelle périphérique, extérieure aux textures coronaires. Enfin, on abordera dans une dernière partie la grandeur globale qu'est le temps de vie de la lamelle intérieure.

4.3.2 Piégeage de la goutte

C'est la capacité des rugosités circulaires à endiguer la goutte qui va attirer notre attention dans cette partie. On a vu dans la description de la phénoménologie que la goutte pouvait recouvrir les couronnes, mais il peut aussi y avoir endiguement.

Description des régimes

On définit l'endiguement de la goutte lorsque la lamelle de fluide ne parvient pas à recouvrir les textures. À l'inverse, si la lamelle parvient à recouvrir les rugosités, on parle de régime de recouvrement. Des clichés pris à l'étalement maximal pour deux impacts de nombres de Weber différents illustrent chacun des régimes sur la Figure 4.26.

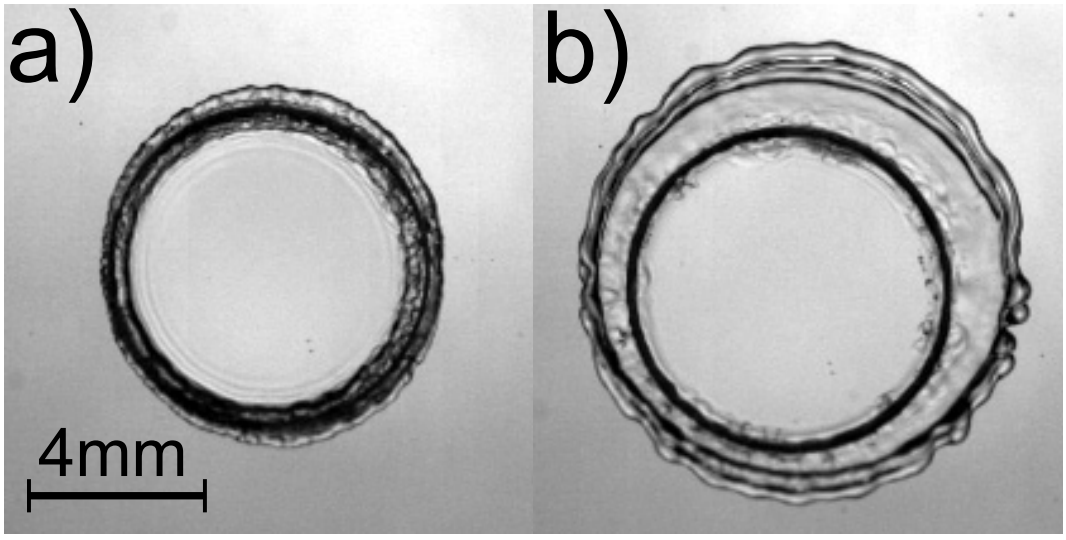

FIGURE 4.26 – Clichés pris à l'étalement maximal pour des couronnes de 112 μm d'épaisseur et de $3,45$ mm de rayon intérieur. **a)** We= 68, piégeage de la lamelle, **b)**We= 137, recouvrement de la couronne par la lamelle.

On peut donc différencier deux types de régimes selon qu'on arrive à distinguer la limite du

bourrelet périphérique de la goutte à l'extérieur des couronnes. Cependant, lorsque les couronnes sont épaisses (au-dessus de 100 μm), il peut y avoir un contact et de l'ébullition localisée qui vient générer des ondes capillaires dans la zone d'intérêt. Dans ce cas, il devient compliqué de distinguer si la lamelle recouvre ou non les couronnes. On considérera que ces impacts sont dans un régime de transition. Les impacts légèrement excentrés pour lesquels la lamelle ne parvient à recouvrir les rugosités que sur une portion limitée du pourtour des couronnes sont aussi classés en régime de transition.

Diagrammes de régime et transitions

Par le mode de fabrication de nos substrats, il est aisé de placer jusqu'à quinze motifs différents sur une même plaquette de silicium, en variant par exemple le rayon des couronnes. On peut alors établir des diagrammes de régime selon le rayon des couronnes et le nombre de Weber pour une épaisseur donnée. Un premier exemple de diagramme est présenté sur la Figure 4.27 pour des textures de 55 μm d'épaisseur.

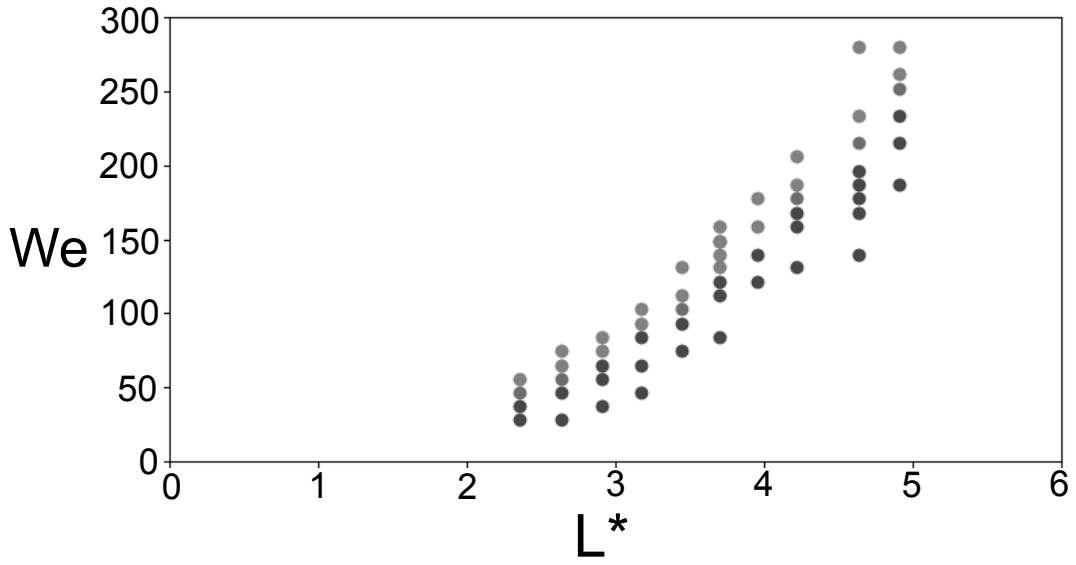

FIGURE 4.27 – Diagramme de régime selon le rayon des couronnes adimensionné par le rayon de la goutte et selon le nombre de Weber. ● goutte piégée par les couronnes, ● régime de transition, ● recouvrement des couronnes par la lamelle.

Pour une même couronne de rayon fixé, on passe d'un régime de piégeage de la lamelle à un régime de recouvrement lorsque le nombre de Weber augmente. On peut donc dégager pour chaque rayon de couronne un nombre de Weber de transition. Notons que cela diffère des résultats obtenus pour les défauts isolés, pour lesquels la transition d'endiguement est indépendante du nombre de Weber (Chapitre 2). En effet, puisque les couronnes ne laissent aucune direction d'écoulement libre pour la lamelle, la quantité de mouvement du fluide ne peut pas être déviée hormis vers le haut. Il est donc logique qu'on observe *in fine* un recouvrement des textures circulaires. Nous pouvons remarquer que ces tendances se vérifient toujours pour des textures plus épaisses, 80 μm et 112 μm d'épaisseur, sur la Figure 4.28.

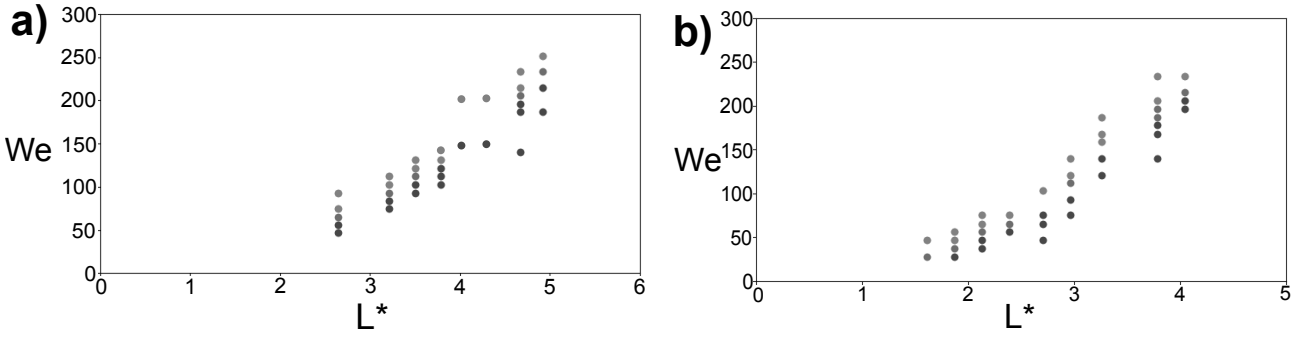

FIGURE 4.28 – **a)** Diagramme de régime (We, L^*) pour des couronnes de 80 μm d'épaisseur. **b)** Diagramme de régime (We, L^*) pour des couronnes de 112 μm d'épaisseur . ● goutte piégée par les couronnes, ● régime de transition, ● recouvrement des couronnes par la lamelle.

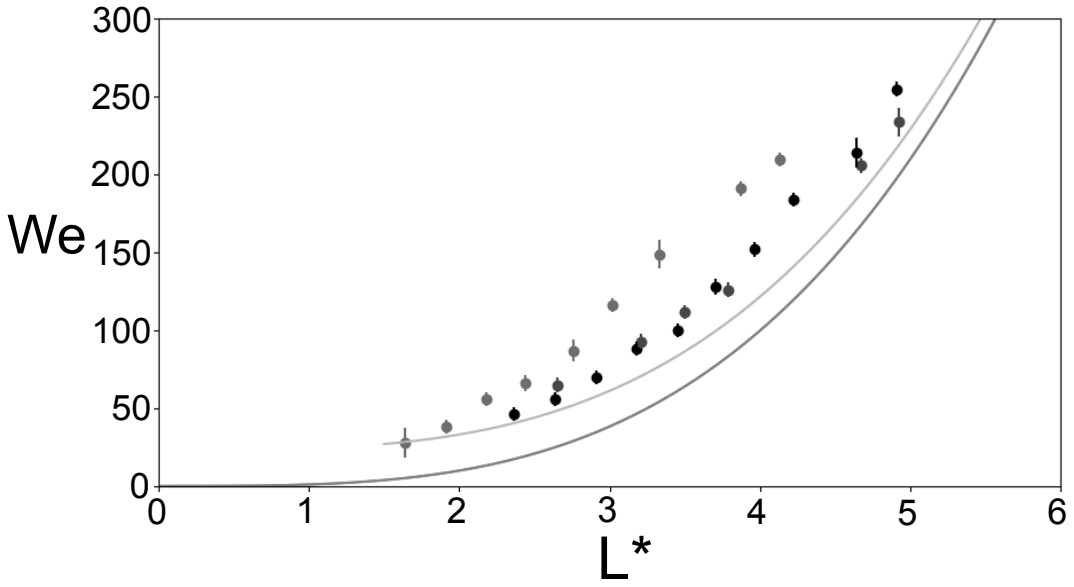

FIGURE 4.29 – Weber de transition de régime en fonction du rayon adimensionné des couronnes pour différentes épaisseurs. ● 55μm, ● 80μm, ● 112μm, —rayon d'étalement maximal théorique de la lamelle sur surface lisse, — étalement maximal théorique de la goutte sur surface lisse, bourrelet compris

On peut superposer les points correspondant aux régimes de transition obtenus pour chaque rayon de couronne et chaque épaisseur de travail sur une même courbe. Afin de quantifier la capacité d'endiguement des textures, on reporte aussi sur la Figure 4.29 les rayons maximaux d'étalement de la lamelle et de la goutte dans un cas lisse. On observe que le déficit d'étalement semble identique pour les textures de 55 μm d'épaisseur et pour celles de 80 μm d'épaisseur. Pour ces épaisseurs, le déficit d'étalement est du même ordre de grandeur que la taille du bourrelet représentée par la distance horizontale entre la courbe orange et la courbe rouge. Il est d'ailleurs de l'ordre de la largeur du motif, environ 100 μm. La texture n'a donc qu'un rôle limité. En revanche, pour les textures de 112 μm d'épaisseur, le déficit d'étalement est nettement plus marqué. Bien que ces résultats soient intuitivement attendus (une texture plus épaisse endiguera plus l'étalement de la goutte), nous n'avons pas pu avancer d'argument quantitatif

sur ce point.

Nous allons maintenant nous concentrer sur les régimes de recouvrement et nous intéresser à la déstabilisation de la la portion de lamelle extérieure aux couronnes, c'est-à-dire, en aval des textures recouvertes.

4.3.3 Instabilité de la lamelle de fluide extérieure à la couronne

Nous allons tenter de décrire le phénomène de rupture de la lamelle lorsque l'étalement se fait au-delà des couronnes et que la lamelle extérieure est morcelée par rupture en de multiple points et émanant depuis les textures.

Description et définition des paramètres

Commençons par revenir sur la phénoménologie grâce à des clichés décrivant le phénomène sur la Figure 4.30. On a centré ici la série de clichés sur le moment de la rupture de la

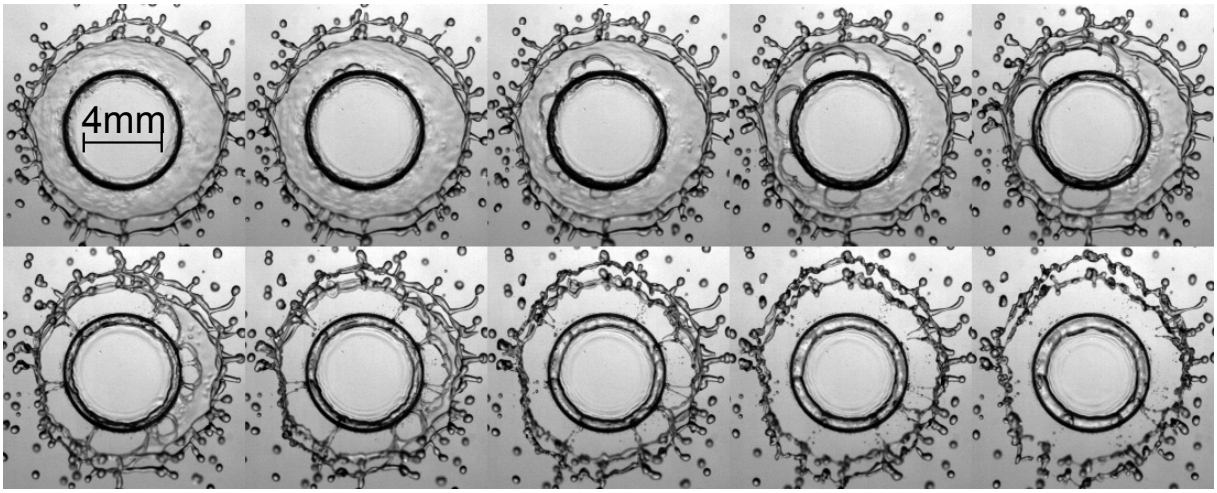

FIGURE 4.30 – Série de clichés de l'impact à We = 195, sur une couronne de $5,75$mm de rayon et de 123μm d'épaisseur. L'intervalle temporel entre cliché vaut $\Delta t = 0,2$ms.

lamelle extérieure à la couronne. On remarque dès le deuxième cliché que la lamelle se rompt depuis le bord extérieur de la rugosité circulaire. Sur le troisième cliché, on a presque rompu la lamelle sur la moitié de la longueur de la ligne extérieure. Sur le sixième cliché, la lamelle extérieure s'est rompue sur toute la circonférence de la couronne, et les premiers bourrelets de démouillage qui ont émané du bord de la texture ont rejoint le bourrelet périphérique de la goutte en engloutissant localement la lamelle extérieure. Enfin, sur l'avant dernier cliché, la lamelle extérieure a été totalement engloutie et le filament résiduel de fluide en périphérie va se déstabiliser en gouttelettes.

Nous avons d'abord mesuré le temps de rupture de la lamelle que l'on définit comme l'instant auquel la première zone de démouillage apparaît dans la lamelle périphérique. Ici ce temps de rupture t_o se situe entre le premier et le second cliché.

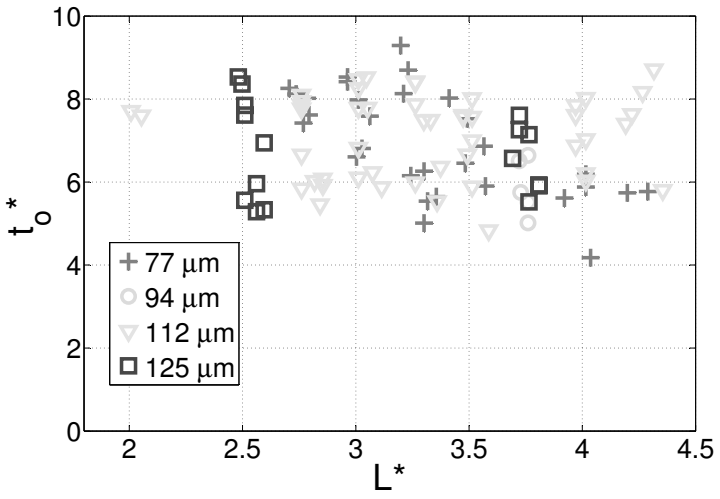

FIGURE 4.31 – Temps de rupture t_0^* adimensionné par τ, en fonction du rayon adimensionné des couronnes L^*. Les symboles correspondent à différentes épaisseurs de motifs.

Temps de rupture de la lamelle extérieure

Regardons comment ce temps de rupture varie avec les variables de notre problème que sont le rayon des couronnes, leur épaisseur (Figure 4.31) ainsi que le nombre de Weber (Figure 4.32). Nous observons dans un premier temps sur la Figure 4.31 que les résultats ne dépendent pas de l'épaisseur des défauts. On remarque par ailleurs (Figure 4.32) que pour une couronne de rayon fixé, le temps de rupture adimensionné augmente avec le nombre de Weber. Pour les impacts sur la même plage de nombre de weber, c'est-à-dire pour les même symboles, le temps de rupture décroît par contre légèrement avec le rayon de la couronne.

Épaisseur de la lamelle à la rupture

On peut s'interroger comme précédemment pour savoir si la rupture a lieu pour une épaisseur critique de la lamelle de fluide, que nous pouvons comparer à la largeur de la texture par exemple, comme avancé dans l'introduction (Chapitre 1, Section 1.8). Pour cela, nous traçons sur la Figure 4.34 l'épaisseur théorique de la lamelle au temps de rupture, déterminée à partir de l'expression d'Eggers-Lastakowski (équation 1.8) , et adimensionnée par la largeur de la texture, en fonction de l'extension radiale du cercle et ce pour différents nombres de Weber. Nous pouvons voir que pour les cercles les moins larges, une dispersion des points existe, suggérant qu'un critère d'épaisseur critique de lamelle liquide n'est pas pertinent. Par ailleurs, ces valeurs sont dispersées autour de $h/b \simeq 0.15$, loin du facteur observé et attendu dans le modèle et les expériences sur défaut unique [35]. Par contre, il semble qu'à plus grand L^*, les courbes se rejoignent et saturent avec L^*, un critère en épaisseur semble alors plus pertinent. Cependant, dans ce régime, l'épaisseur observée à la rupture coïncide avec l'épaisseur maximale que peut prendre la lamelle en ce point, représenté par la courbe en traits pointillés sur la Figure 4.34.

Un modèle basé sur des considérations d'énergie de surface qui dicte la rupture pour $\frac{h}{b} < \frac{2}{\pi}$,

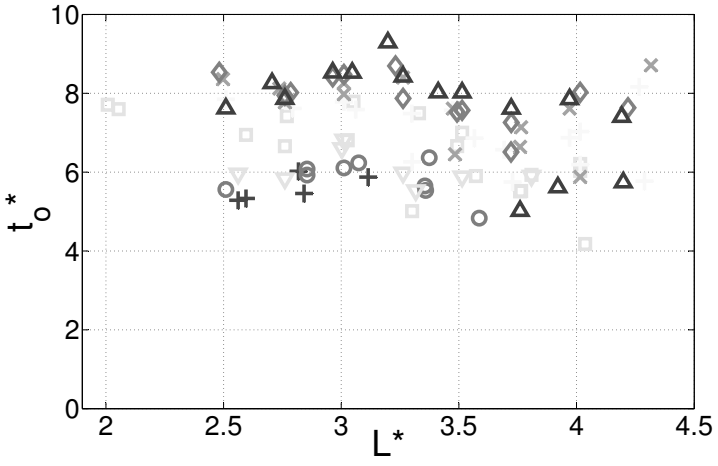

FIGURE 4.32 – Temps de rupture t_0^* adimensionné par τ, en fonction du rayon adimensionné des couronnes L^*. Les symboles représentent les valeurs moyennes des plages de Weber correspondant à chaque impact : ✚ 112, ○ 133, ▽ 150, □ 195, + 253, × 307, ◇ 360, △ 415.

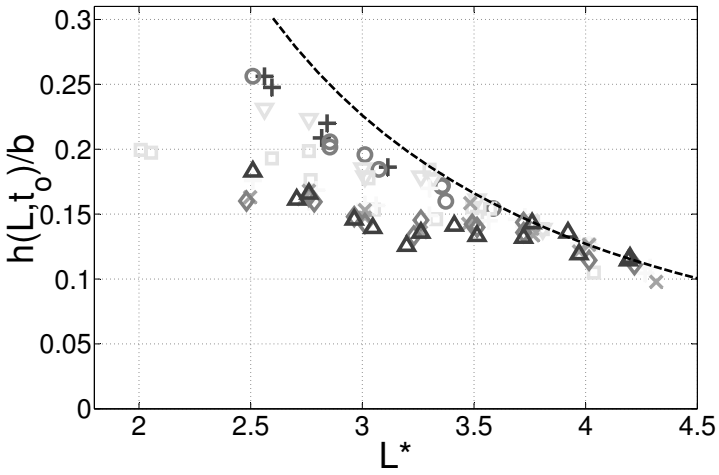

FIGURE 4.33 – Épaisseur théorique de la lamelle au temps de rupture expérimental, adimensionnée par la largeur des rugosités b en fonction du rayon des couronnes.— Épaisseur maximale atteignable en fonction de la distance. À chaque symbole correspond une valeur moyenne de Weber : ✚ 112, ○ 133, ▽ 150, □ 195, + 253, × 307, ◇ 360, △ 415.

ne permet donc pas de rendre compte de nos résultats. Par ailleurs, si l'on compare l'épaisseur théorique de la lamelle à la rupture à l'épaisseur de la couronne, comme représenté sur la Figure 4.34, un tel critère n'est pas non plus satisfaisant.

Il convient par ailleurs de nuancer les hypothèses que nous avançons dans cette partie puisque nous employons un modèle d'épaisseur théorique pour un impact sur surface lisse dans un cas où une texture circulaire vient perturber la lamelle jusqu'à la rompre. Une sur-épaisseur en amont de la texture peut être générée comme le montrent les possibilités d'endiguement

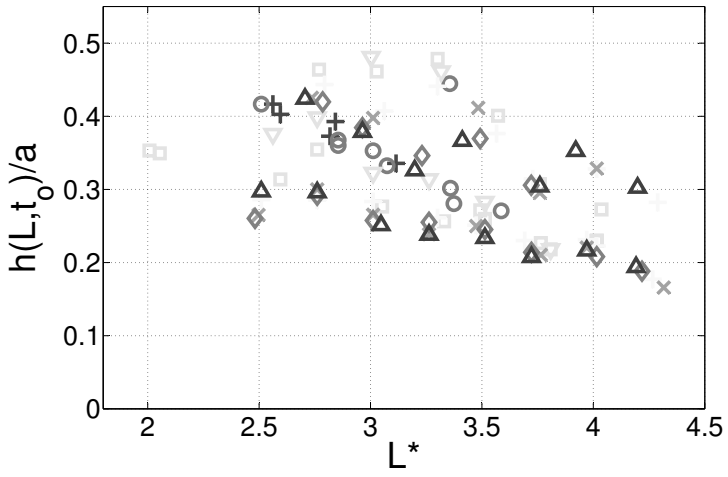

FIGURE 4.34 – Épaisseur théorique de la lamelle au temps de rupture expérimental, adimensionnée par l'épaisseur de la couronne a en fonction du rayon des couronnes.— Épaisseur maximale atteignable en fonction de la distance. À chaque symbole correspond une valeur moyenne de Weber : ✚ 112, ○ 133, ▽ 150, □ 195, + 253, × 307, ◇ 360, △ 415.

discutées précédemment. De l'évaporation de contact avec les textures peut aussi se produire et déclencher une rupture plus précoce.

4.3.4 Temps de vie de la lamelle

Après avoir étudié les régimes de piégeage/recouvrement de la lamelle par les couronnes et l'instabilité de la lamelle extérieure dans les cas recouvrant, nous allons nous intéresser au temps de vie de la lamelle, depuis l'impact jusqu'à la déstabilisation.

Temps de vie par rapport au temps inertio-capillaire

Comme précédemment, nous allons normaliser ce temps de vie par le temps caractéristique inertio-capillaire de la goutte : $\tau_{\text{osc}} = \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\gamma}}$. Nos résultats sont présentés sur la Figure 4.35. Le temps de vie de la lamelle varie peu avec le rayon des couronnes, mais il diminue sensiblement avec le nombre de Weber. Les valeurs varient entre $0,6\tau_{\text{osc}}$ à $2\tau_{\text{osc}}$.

Les temps de vie atteignent des valeurs beaucoup plus élevées que dans le cas lisse, jusqu'à deux fois plus grand pour les plus faibles nombres de Weber. Une première cause à cela est l'accrochage de la lamelle sur le bord de la couronne pendant la rétractation de la goutte, comme on a pu l'observer dans la série de clichés en Figure 4.25. On retrouve une décroissance avec le nombre de Weber, encore plus marquée qu'elle ne l'était pour les intersections de canaux. Encore une fois, l'épaisseur des textures ne semble pas affecter particulièrement le temps de vie de la lamelle.

On peut tout de même s'inspirer des résultats obtenus sur les intersections de canaux et présenter nos résultats en introduisant ici aussi un temps inertio-capillaire construit sur l'éta-

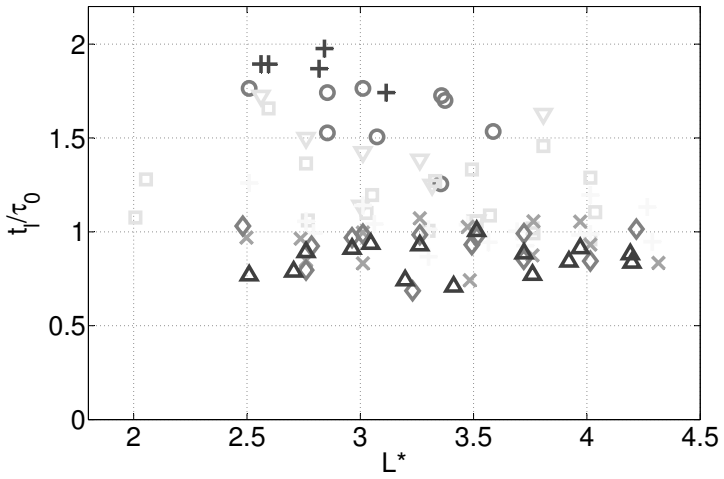

FIGURE 4.35 – Temps de vie de la lamelle adimensionné par le temps capillaire de la goutte, τ_{osc}, en fonction du rayon des couronnes. À chaque symbole correspond une valeur moyenne de Weber : ✚ 112, ○ 133, ▽ 150, □ 195, + 253, × 307, ◇ 360, △ 415.

lement maximal expérimental : $\tau_{R_{max}} = \sqrt{\frac{\rho R_{max}^3}{\gamma}}$. Les résultats sont présentés pour différentes épaisseurs de couronnes sur les Figures 4.36, 4.37 et 4.38.

On semble retomber sur les mêmes dépendances que pour les intersections de canaux, à savoir un régime du type $t_l \propto \tau_{R_{max}} We^{-0,7}$, et ce malgré les différences de temps de contact énoncés précédemment pour les couronnes. Cependant, pour les textures coronaires les plus épaisses (Figure 4.38), le biais introduit par l'accrochage de la lamelle aux bords des rugosités met à mal les dépendances trouvées précédemment. Le coefficient de corrélation de l'ajustement par une loi d'échelle est très bas dans ce cas.

Conclusion sur les impacts sur couronnes

On a réalisé des impacts sur des couronnes d'épaisseur et de rayon variables. On a montré qu'à faible nombre de Weber, les couronnes parviennent à piéger la lamelle et donc à restreindre efficacement l'étalement. L'endiguement est d'autant plus efficace que les rugosités coronaires sont épaisses.

Contrairement aux défauts uniques et aux intersections de canaux, il n'existe pas de rayon de couronne au delà duquel la lamelle est systématiquement piégée. Cela tient au fait que les couronnes ne permettent pas au fluide en étalement de s'échapper autre part qu'au-dessus des textures et donc *in fine* de recouvrir rugosités.

Dans le cas où la lamelle recouvre les couronnes, on a observé que la lamelle à l'extérieur du cercle délimité par la texture se rompait à partir du bord extérieur des textures et se confinait sur un filament de fluide périphérique, qui lui-même se déstabilisait en gouttelettes. En faisant appel au modèle d'épaisseur théoriquede type Eggers-Lastakowski, on a montré qu'à haut nombre de Weber, le temps de rupture expérimental ne vérifie pas une condition de rupture

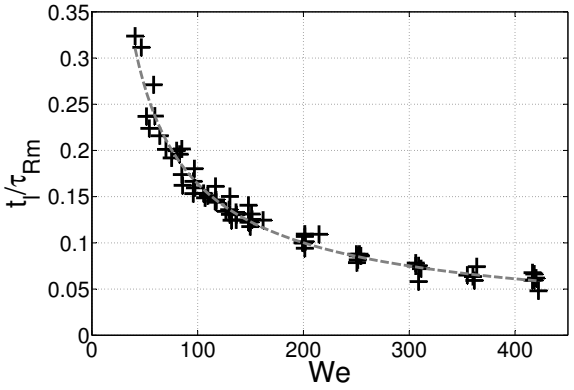

FIGURE 4.36 – Temps de vie de la lamelle adimensionné par $\tau_{R_{max}}$ en fonction du nombre de Weber pour des couronnes de 77 μm d'épaisseur. --- Ajustement à exposant flottant d'équation $y = 4,37x^{-0,71}$.

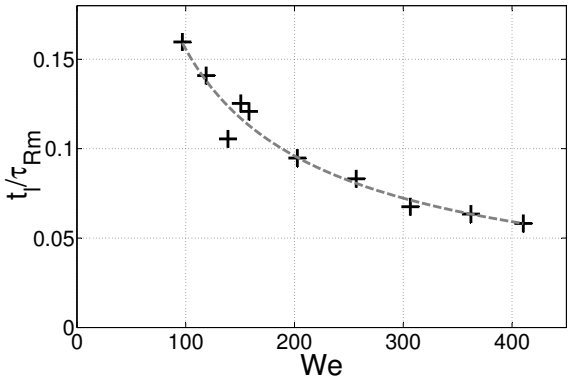

FIGURE 4.37 – Temps de vie de la lamelle adimensionné par $\tau_{R_{max}}$ en fonction du nombre de Weber pour des couronnes de 94 μm d'épaisseur. --- Ajustement à exposant flottant d'équation $y = 3,86x^{-0,70}$.

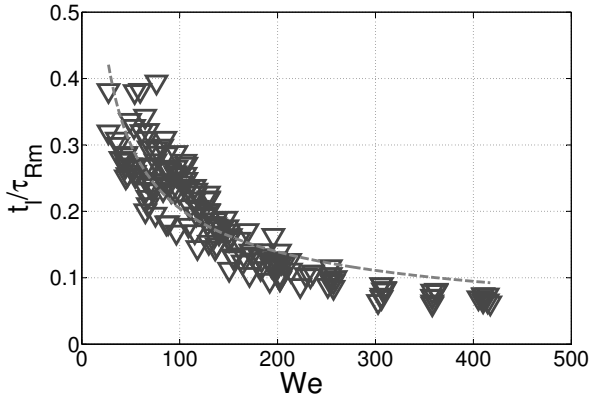

FIGURE 4.38 – Temps de vie de la lamelle adimensioné par $\tau_{R_{max}}$ en fonction du nombre de Weber pour des couronnes de 112μm à 123μm d'épaisseur. --- Ajustement à exposant flottant d'équation $y = 6,64x^{-0,554}$ dont la corrélation vaut $r = 0,68$.

dictée uniquement par une épaisseur critique de la lamelle. D'autres facteurs plus complexes doivent être considérés.

Nos mesures de temps de vie de la lamelle ont montré que l'accrochage de la lamelle au bord des couronnes pouvait considérablement la stabiliser. On a vu que ce phénomène était plus marqué aux faibles nombres de Weber. En conséquence, les impacts sur couronnes se caractérisent par une influence plus forte du nombre de Weber sur le temps de vie de la lamelle que pour d'autres types de substrats texturés. Notons que, même si dans de nombreuses applications, on cherche à diminuer le temps de contact liquide/substrat, l'augmenter peut être utile dans certains procédés d'échanges thermiques par exemple.

Enfin, nous avons pu retrouver dans certaines conditions le régime de temps de vie auquel on avait abouti pour les intersections de canaux. Dans le cas des rugosités coronaires, l'étalement est entravé dans toutes les directions, donc le rayon d'étalement maximal est amoindri par les couronnes. Cela nous permet, en comparaison avec des substrats à intersection canaux ou des substrats lisses d'explorer des valeurs plus élevées du quotient $\frac{t_l}{\tau_{R_{max}}}$.

Vu sous un autre angle et tant que la lamelle n'adhère pas aux textures, les cercles nous permettent, à nombre de Weber fixé, de restreindre l'étalement et donc le temps de vie de la lamelle par rapport à un impact sur substrat lisse .

4.4 Conclusion sur impacts sur surfaces à textures complexes

Nous avons progressivement complexifié les rugosités locales de nos substrats, par l'introduction de plusieurs défauts ponctuels, puis l'endiguement partiel de la goutte dans des motifs d'intersections de canaux. Enfin nous avons cherché à piéger la goutte dans toutes les directions horizontales avec des textures coronaires.

Les travaux sur défauts multiples présentent la phénoménologie propre aux défauts uniques, à savoir, la génération de lobes et la rupture de la lamelle. Mais ces substrats ont aussi permis de voir les différents défauts agir conjointement sur la lamelle en la confinant sous forme de filament de fluide sur un motif, qu'on a pu simuler au moyen d'un algorithme de pavage du plan de type Voronoï. Ces simulations ont requis plusieurs connaissances acquises par l'étude des impacts sur défaut unique et ont permis de rendre compte d'effets fins comme de petites excentricités des impacts. Les substrats à défauts multiples nous ont aussi donné l'occasion de jouer sur la rupture de la lamelle. Nous avons montré que ce n'est pas tant le nombre de sites de nucléation dans la lamelle qui joue sur le temps de vie, mais davantage la date à laquelle on génère les premiers germes de démouillage dans la lamelle.

La deuxième famille de substrats à textures complexes sur lesquels nous avons travaillé consistait en des canaux ou des intersections de canaux. Nous avons déterminé que, lorsque les coins des intersections des canaux sont proches du point d'impact, le recouvrement des textures se produit lorsque la vitesse d'impact dépasse un seuil. Cette phénoménologie diffère

de celle sur défaut ponctuel. En revanche, pour les rugosités les plus éloignées du point d'impact, l'endiguement de la lamelle dans les canaux est assuré, quelque soit la vitesse d'impact, comme c'est le cas pour des défauts ponctuels. Nous avons montré également que les textures en intersections de canaux parviennent à dévier la quantité de mouvement du fluide et à accroître l'étalement dans la direction des canaux par rapport à un impact sur surface lisse.

De telles surfaces jouent aussi sur le temps de vie de la lamelle. On a retrouvé les résultats conventionnels notamment l'estimation $t_l \sim \tau_{osc}$, temps d'oscillation d'une goutte, bien que nous n'ayons pas fait varier le rayon de la goutte lors de nos expériences. Nous avons aussi identifié une tendance décroissante entre le temps de vie de la lamelle et le nombre de Weber. Cette dépendance peut être imputée à la perte de masse de la goutte lors de l'éjection de gouttelettes satellites pendant un impact à haut nombre de Weber. Mais nous sommes surtout parvenus à révéler une dépendance intéressante et généralisable entre trois grandeurs mesurables : le temps de vie de la lamelle, le rayon d'étalement maximal et le nombre de Weber. Le rayon d'étalement maximal en fonction du nombre de Weber rend bien compte de la capacité qu'ont les textures à restreindre l'étalement ou bien à la stimuler dans certaines directions, mais il rend aussi compte de l'éjection de gouttelettes surtout quand celles-ci n'émanent que des portions de bourrelet canalisées donc restreintes.

Enfin nous avons endigué encore davantage l'étalement de la goutte par des textures en forme de couronne. On a caractérisé des régimes de recouvrement, qui comme pour les rugosités en coin rapprochées, donnent lieu à un recouvrement, pour peu que la vitesse d'impact soit suffisante. Cette phénoménologie, dépendante du nombre de Weber, diffère des observations faites sur défaut unique. Nous avons montré que sur des textures coronaires, on pouvait déstabiliser la lamelle extérieure aux couronnes. Le critère de stabilité de la lamelle périphérique reste encore incompris. Nous sommes aussi parvenus, pour les textures d'épaisseur les plus faibles, à retrouver la dépendance du type $\frac{t_l}{\tau_{R_{max}}} \propto We^{-0,7}$. Ce résultat est d'autant plus intéressant que là où les textures en carrefour accroissaient l'étalement dans certaines directions propres aux substrats et jouaient donc sur le temps de vie de la lamelle, les couronnes restreignent l'étalement et jouent dans l'autre sens sur le temps de vie de la lamelle.

Conclusion

La présente thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude d'impacts de gouttes et illustre le couplage entre le liquide et le substrat. Partant d'un régime modèle, le régime de Leidenfrost, où ce couplage est minimal, nous avons introduit une perturbation à petite échelle avec des textures localisées. Cela a considérablement affecté la morphologie de la goutte ainsi que la phénoménologie de l'impact.

Dans le cas des défauts uniques, nous avons caractérisé différents régimes concernant l'étalement de la goutte et sa capacité à recouvrir les défauts. Nous avons montré qu'une comparaison entre l'épaisseur de la lamelle et celle du défaut permettait de dicter les régimes de recouvrement observés. Un des régimes, celui de doubles paires, demeure cependant inexpliqué et pourrait faire l'objet d'expériences approfondies notamment par des images acquises simultanément en vue de dessus et de côté.

Nous avons aussi caractérisé la dynamique des lobes en aval d'un défaut unique dans un régime d'ancrage permanent et avons distingué une phase transitoire d'une phase stationnaire. Un modèle de démouillage inertio-capillaire de type Taylor-Culick par la lamelle de fluide à l'échelle locale du défaut permet d'approcher la dynamique dans la phase transitoire. La phase stationnaire quant à elle répond à un modèle de rappel inertio-capillaire à une dimension à l'échelle globale de la goutte et pour lequel les lobes subissent une traction de la part du bourrelet périphérique. Un temps critique dégagé expérimentalement dicte alors la transition de dynamique des lobes d'un régime local à un régime global. Les résultats demanderaient à être généralisés aux autres régimes de recouvrement. On pourrait aussi inspecter l'éjection de gouttelettes depuis les lobes.

Enfin, pour des surfaces plus complexes, on a d'abord sondé l'influence de plusieurs défauts ponctuels sur la dynamique de la goutte. Lorsque la lamelle se perce depuis plusieurs sites, on a pu simuler le motif sur lequel le fluide se concentre avant le rebond de la goutte grâce un algorithme de pavage du plan de type Voronoï. Il apparaît que, pour ces substrats à plusieurs défauts ponctuels, ce sont les phénomènes de rupture qui pilotent le temps de contact de la goutte. Une perspective à court terme serait de faire interagir les lobes grâces à des défauts plus éloignés que ceux traités. Nous avons aussi considéré le cas de textures en forme de carrefours de canaux, pour lesquelles on est parvenu à endiguer la goutte dans des allées et à exacerber l'étalement selon les axes propres du motif. À l'inverse, grâce à des rugosités circulaires, l'étalement de la goutte a pu être limité et la périphérie de la goutte a pu être fragmentée. Pour les différents type de textures complexes, à savoir les intersections de canaux et dans une moindre

mesure les couronnes, on a pu faire ressortir une dépendance générale entre le temps de vie de la lamelle, l'étalement maximal et le nombre de Weber. Il serait intéressant de proposer un modèle qui rende compte de cette dépendance. En outre, les critères de franchissement et de rupture de la lamelle pour des textures complexes restent encore obscurs à nos yeux. Aussi pour les appréhender conviendrait-il de faire varier plus amplement l'épaisseur et la largeur du tracé des textures complexes.

D'une manière plus générale, les travaux présentés montrent qu'avec des perturbations locales on peut bouleverser la phénoménologie d'impact à l'échelle globale. Ces travaux permettent d'établir plusieurs mécanismes élémentaires qui tiennent compte du couplage entre liquide et substrat pour des rugosités localisées.

Dans une étape ultérieure, on peut se pencher sur des cas d'impacts mouillants sur substrats lisses localement texturés et, ainsi, complexifier la situation par la friction visqueuse. Dans les cas lisses, pour les champs d'épaisseur et de vitesse de la goutte, ce couplage frictionnel avec le substrat est traitée comme une perturbation d'un cas idéal sans friction. On pourrait alors raisonnablement tenter de généraliser nos travaux à des cas mouillants hors régime de Leidenfrost.

En plus de pistes à long terme, nos travaux peuvent faire écho à des applications plus concrètes. Dans l'hypothèse où l'on contrôle bien la rugosité du substrat, nos travaux pourrait servir à sculpter des gouttes en filament de fluide selon un motif contrôlé. Cela pourrait ouvrir la voie à des traitement de surfaces exigeant précision et requérant une vitesse rapide.

Dans un autre contexte, les impacts permettent de jouer sur les phénomènes de transport, notamment thermique. Dans l'exemple d'une surface rugueuse à refroidir par spray, on pourrait penser que la rugosité contribuerait à augmenter la surface d'échange et ainsi à maximiser le transfert thermique avec des gouttes. D'après nos résultats, la rugosité d'une surface peut jouer dans les deux sens et aussi bien intensifier les échanges de chaleur en piégeant les gouttes que limiter le transport thermique, notamment si les rugosités percent la lamelle et raccourcissent alors le temps de contact des gouttes.

Annexes

Annexe A

Correction au rappel des lobes par le bourrelet, modèle d'haltères

On peut apporter deux corrections à notre modèle de rappel par le bourrelet vu au Chapitre 3 Section 3.2.2. La première correction porte sur la forme de la section du bourrelet, considérée initialement comme circulaire. Deuxièmement, on ajoute le rappel capillaire par le bourrelet du sillage au modèle.

A.1 Forme de la section du bourrelet

On appelle e la moitié de l'épaisseur du bourrelet, afin de la comparer aux valeurs du rayon de bourrelet, r_b, relevées sur les images en vue de dessus. Grâce à des prises de vues latérales on effectue des relevés de l'épaisseur de bourrelet, $2e$, lorsque la goutte est à son étalement maximal, comme sur la Figure A.1.

Ainsi on est en mesure de tracer la demi-épaisseur de bourrelet en fonction du nombre de Weber sur la figure A.2

Les relevés expérimentaux montrent que le bourrelet peut être assimilé à un tore de section elliptique de rapport d'aspect $\beta = \frac{e}{r_\mathrm{b}} = 0,55$. Ce rapport d'aspect va donc être introduit dans l'expression corrigée de la vitesse d'ouverture des lobes, ω_c^*.

A.2 Rappel par le bourrelet dans le sillage

On peut aussi apporter une correction en mesurant le rayon de bourrelet dans le sillage du défaut à l'étalement maximal ainsi que l'angle δ entre le segment de bourrelet dans le sillage au raccord avec les lobes et la direction orthoradiale. On introduit l'angle $\hat{i} = A\widehat{M_1}O$ entre le segment de bourrelet dans le sillage repéré par $[AM_1]$ et l'axe radial, (OM_1). L'angle de raccord est donc défini par $\hat{\delta} = \hat{i} + \pi/2$ comme sur la FigureA.3. On effectue les mesures pour chaque lobe avant de moyenner le résultat.

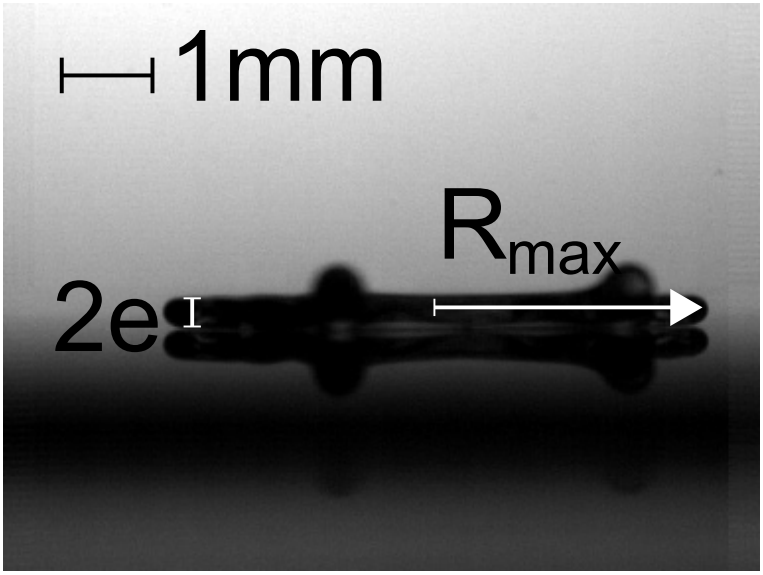

FIGURE A.1 – Prise de vue latérale d'un impact à nombre de Weber 30. La réflexion par le substrat est visible. L'épaisseur du bourrelet, $2e$, est relevée.

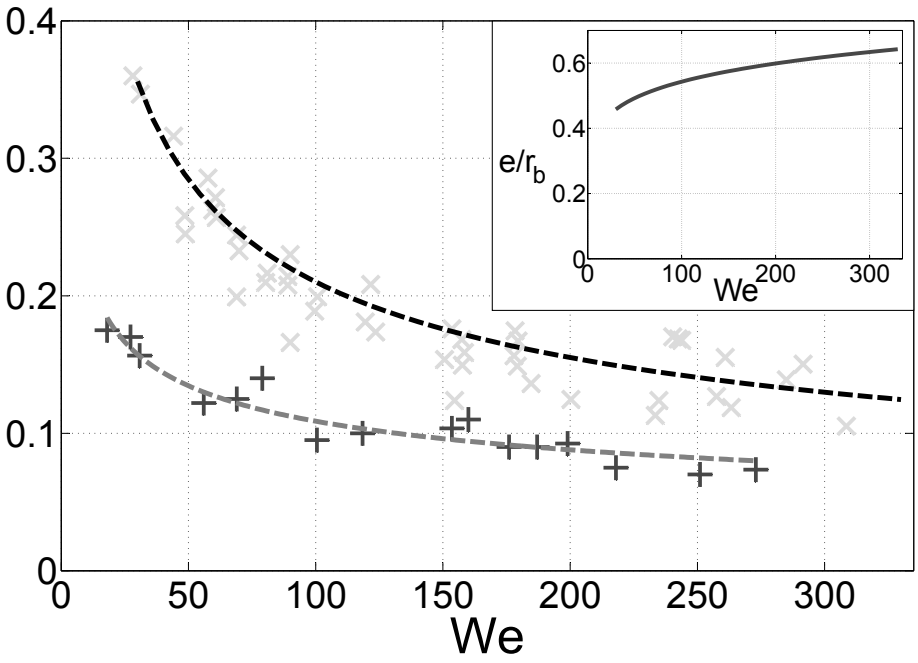

FIGURE A.2 – × : demi-largeur du bourrelet adimensionnée, r_{b}^* ; ··· : ajustement d'équation $y = 1,576\mathrm{We}^{-0,438}$; + : demi-épaisseur du bourrelet adimensionnée, e^* ; ··· : ajustement d'équation $y = 0,447\mathrm{We}^{-0,301}$. Dans l'encadré, − : ratio $\frac{e}{r_{\mathrm{b}}} = 0,284\mathrm{We}^{0,141}$ approché par le quotient des ajustements respectifs de r_{b}^* et $e*$ en fonction du nombre de Weber.

A.3 Correction sur le modèle

Ces mesures *in situ* du rapport d'aspect de la section du bourrelet ainsi que de l'orientation et de la taille du bourrelet de sillage nous permettent d'introduire les corrections suivantes sur le modèle.

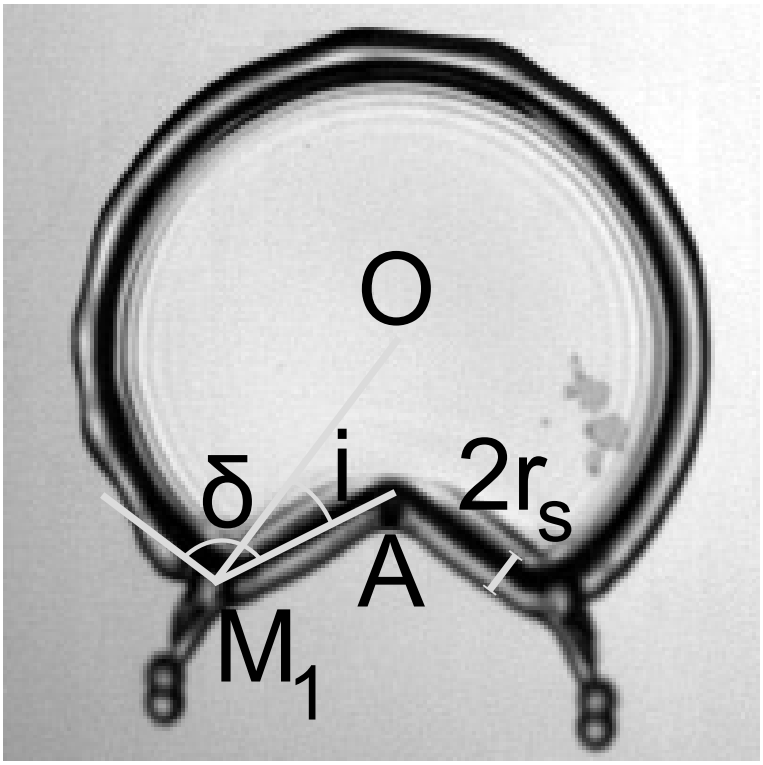

FIGURE A.3 – Prise de vue d'un impact à nombre de Weber 69 et distance $d^* = 1,6$. On relève l'angle $\hat{i}$ entre la portion de bourrelet raccordée au lobe et le centre de la goutte, O. Le diamètre du bourrelet dans le sillage, $2r_s$, est mesuré.

$$\rho \mathcal{A}_b \mathrm{R}_{\max}^2 \omega_c^2 = \gamma \left(\mathcal{P}_b + \cos\delta \mathcal{P}_s \right) \tag{A.1}$$

où $\mathcal{A}_b$ est l'aire de la section du bourrelet hors sillage, $\mathcal{P}_b$, son périmètre et $\mathcal{P}_s$ le périmètre de la section du bourrelet dans le sillage. Après adimensionnement on peut récrire l'équation précédente :

$$\omega_c^* = \sqrt{\frac{\mathcal{P}_b + \cos\delta \mathcal{P}_s}{\mathcal{A}_b}} \frac{1}{\mathrm{R}_{\max}^* \sqrt{\mathrm{We}}} \tag{A.2}$$

On peut intoduire $\beta = \frac{e}{r_\mathrm{b}}$ le rapport entre demi-petit axe et demi-grand axe de l'ellipse qui décrit la section du bourrelet. Ainsi on peut écrire $\mathcal{P}_b = \sqrt{2(1+\beta^2)}\pi r_\mathrm{b}$ de même pour $\mathcal{P}_s = \sqrt{2(1+\beta^2)}\pi r_\mathrm{s}$ en supposant que la section du bourrelet dans le sillage est d'une forme analogue. Enfin on peut aussi expliciter $\mathcal{A}_b = \beta \pi r_\mathrm{b}^2$ et aboutir à l'expression :

$$\omega_c^* = \frac{\left[2(1+\beta^2)\right]^{1/4}}{\sqrt{\beta}} \cdot \frac{\sqrt{r_\mathrm{b} + \cos\delta r_\mathrm{s}}}{r_\mathrm{b}} \cdot \frac{1}{\mathrm{R}_{\max}^* \sqrt{\mathrm{We}}} \tag{A.3}$$

On aboutit ainsi au résultat suivant Figure A.4.

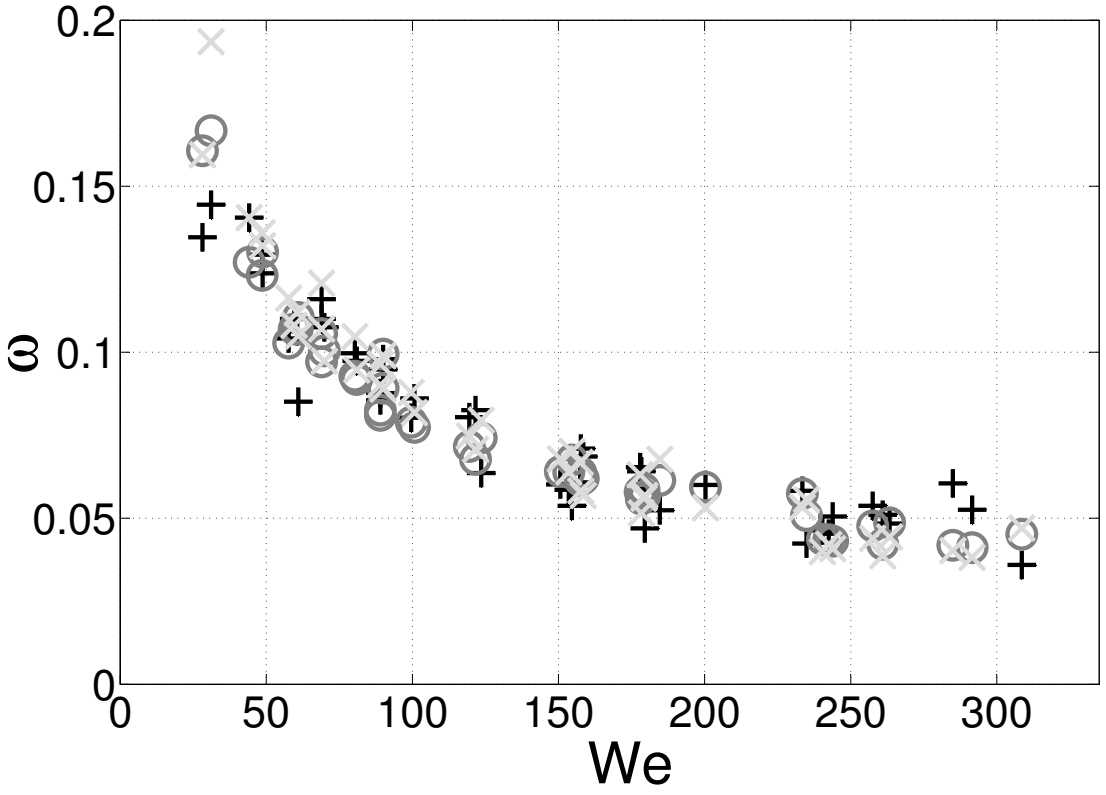

FIGURE A.4 – ✚ relevé expérimentaux de ω^* ; ○ modèle non corrigé pour ω^* présenté au chapitre 3 section 3.2.2 ; × modèle corrigé ω_c^* de l'éqation A.3.

Bibliographie

[1] A. M. Worthington, "On Impact with a Liquid Surface," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 34, no. 220, pp. 217–230, 1882.

[2] H. Wagner, "Uber Stoss- und Gleitvorgange an der Oberflache von Flussigkeiten. Von," *Zeitschrift fur angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 12, no. August, pp. 193–215, 1932.

[3] C. Duez, C. Ybert, C. Clanet, and L. Bocquet, "Making a splash with water repellency," *Nature Physics*, vol. 3, no. March, pp. 1–4, 2007.

[4] G. Riboux and J. M. Gordillo, "Experiments of drops impacting a smooth solid surface : A model of the critical impact speed for drop splashing," *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 2, pp. 1–5, 2014.

[5] J. Philippi, P.-Y. Lagrée, and A. Antkowiak, "Drop impact on a solid surface : short time self-similarity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 795, pp. 96–135, 2015.

[6] G. Riboux and J. M. Gordillo, "Maximum drop radius and critical Weber number for splashing in the dynamical Leidenfrost regime," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 803, no. 2016, pp. 516–527, 2016.

[7] O. G. Engel, "Waterdrop collisions with solid surfaces," *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, vol. 54, no. 5, p. 281, 1955.

[8] G. Chapman, "Size of raindrops and their striking force at the soil surface in a red pine plantation," *Trans. Amer. Geophys. Unio*, vol. 28, pp. 664–670, 1948.

[9] D. Blanchard, "Behavior of water drops at terminal velocity," *Trans. Amer. Heophys. Union*, vol. 31, pp. 836–842, 1950.

[10] W. H. Wischmeier and D. D. Smith, "Rainfall energy and its relation to soil loss," *Transactions of the American Geophysical Union*, no. 39, pp. 285–291, 1958.

[11] F. Adler, *Erosion : prevention and useful applications.* 1979.

[12] G. S. Springer, *Erosion by liquid impact.* 1976.

[13] M. B. Lesser, "Analytic Solutions of Liquid-Drop Impact Problems.," *Proceedings of The Royal Society of London, Series A : Mathematical and Physical Sciences*, vol. 377, no. 1770, pp. 289–308, 1981.

[14] Z. Levin and P. V. Hobbs, "Splashing of water drops on solid and wetted surfaces : hydrodynamics and charge separation.," *Philosophical Transaction Royal Society London*, vol. 269, pp. 555–585, 1971.

[15] P. Schmidt and G. Knauss, "Prallzerstäubung von Flüssigkeiten bei Nichtbenetzung," *Chemie Ingenieur Technik*, vol. 48, no. 7, p. 659, 1976.

[16] C. D. Stow and M. G. Hadfield, "An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface," *Proc. Royal Society London*, vol. 373, pp. 419–441, 1981.

[17] S. Chandra and C. T. Avedisian, "On the Collision of a Droplet with a Solid Surface," *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 432, no. 1884, pp. 13–41, 1991.

[18] A. L. Yarin and D. A. Weiss, "Impact of drops on solid surfaces : self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 283, pp. 141–173, 1995.

[19] H. Marmanis and S. T. Thoroddsen, "Scaling of the fingering pattern of an impacting drop," vol. 8, no. February, pp. 1344–1346, 1996.

[20] N. Hatta, H. Fujimoto, K. Kinoshita, and H. Takuda, "Experimental Study of Deformation IVIeclianism of a Water Droplet Impinging on Hot Metallic Surfaces Above the Leidenfrost Temperature," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 119, no. September, pp. 692–699, 1997.

[21] M. Rein, "Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces," *Fluid Dynamics Research*, vol. 12, no. 2, pp. 61–93, 1993.

[22] A. Karl and A. Frohn, "Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls," *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 4, pp. 785–796, 2000.

[23] D. A. Weiss and A. L. Yarin, "Single drop impact onto liquid films : neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 385, pp. 229–254, 1999.

[24] D. Richard, C. Clanet, and D. Quéré, "Surface phenomena : Contact time of a bouncing drop," *Nature*, vol. 417, no. 6891, p. 811, 2002.

[25] N. Laan, K. G. de Bruin, D. Bartolo, C. Josserand, and D. Bonn, "Maximum Diameter of Impacting Liquid Droplets," *Physical Review Applied*, vol. 2, p. 44018, oct 2014.

[26] S. Nigen, "Experimental investigation of the impact of an (apparent) yield-stress material.," *At. Sprays*, vol. 15, pp. 103–117, 2005.

[27] K. Okumura, F. Chevy, D. Richard, D. Quéré, and C. Clanet, "Water spring : A model for bouncing drops," *Europhysics Letters*, vol. 62, no. 2, pp. 237–243, 2003.

[28] S. Arora, J. M. Fromental, S. Mora, T. Phou, L. Ramos, and C. Ligoure, "Impact of Beads and Drops on a Repellent Solid Surface : A Unified Description," *Physical Review Letters*, vol. 120, no. 14, p. 148003, 2018.

[29] C. Vernay, *Destabilization of liquid sheets of dilute emulsions*. PhD thesis, Université de Montpellier, 2016.

[30] I. V. Roisman, "Inertia dominated drop collisions. II. An analytical solution of the Navier-Stokes equations for a spreading viscous film," *Physics of Fluids*, vol. 21, no. 5, pp. 1–11, 2009.

[31] J. Eggers, M. A. Fontelos, C. Josserand, and S. Zaleski, "Drop dynamics after impact on a solid wall : Theory and simulations," *Physics of Fluids*, vol. 22, no. 6, pp. 1–13, 2010.

[32] G. Lagubeau, M. a. Fontelos, C. Josserand, A. Maurel, V. Pagneux, and P. Petitjeans, "Flower patterns in drop impact on thin liquid films," *Physical Review Letters*, vol. 105, no. 18, pp. 5–8, 2010.

[33] I. R. Peters, D. Van Der Meer, and J. M. Gordillo, "Splash wave and crown breakup after disc impact on a liquid surface," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 724, pp. 553–580, 2013.

[34] G. Castanet, O. Caballina, and F. Lemoine, "Drop spreading at the impact in the leidenfrost boiling," *Physics of Fluids*, vol. 27, no. 6, 2015.

[35] H. Lastakowski, *Impacts de gouttes sur coussins d'air : surfaces super-hydrophobes, chaudes ou mobiles*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon I, 2014.

[36] M. J. Thoraval, K. Takehara, T. G. Etoh, S. Popinet, P. Ray, C. Josserand, S. Zaleski, and S. T. Thoroddsen, "Von Kármán vortex street within an impacting drop," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 26, pp. 1–5, 2012.

[37] G. Lagubeau, M. a. Fontelos, C. Josserand, A. Maurel, V. Pagneux, and P. Petitjeans, "Spreading dynamics of drop impacts," *Journal of Fluid Mechanics*, pp. 1–11, 2012.

[38] E. Berberović, N. P. Van Hinsberg, S. Jakirlić, I. V. Roisman, and C. Tropea, "Drop impact onto a liquid layer of finite thickness : Dynamics of the cavity evolution," *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, vol. 79, no. 3, 2009.

[39] P. V. Hobbs and T. Osheroff, "Splashing of drops on shallow liquids.," *Science (New York, N.Y.)*, vol. 158, no. 3805, pp. 1184–1186, 1967.

[40] P. Chantelot, M. Coux, C. Clanet, and D. Quéré, "Drop Trampoline," pp. 1–5, 2017.

[41] A. Rozhkov, B. Prunet-Foch, and M. Vignes-Adler, "Impact of water drops on small targets," *Physics of Fluids*, vol. 14, no. 10, pp. 3485–3501, 2002.

[42] S. Bakshi, I. V. Roisman, and C. Tropea, "Investigations on the impact of a drop onto a small spherical target," *Physics of Fluids*, vol. 19, no. 3, 2007.

[43] E. Villermaux and B. Bossa, "Drop fragmentation on impact," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 668, pp. 412–435, 2011.

[44] C. Vernay, L. Ramos, J.-P. Douzals, R. Goyal, J.-C. Castaing, and C. Ligoure, "Drop Impact Experiment As a Model Experiment To Investigate the Role of Oil-in-Water Emulsions in Controlling the Drop Size Distribution of an Agricultural Spray," *Atomization and Sprays*, vol. 26, no. 8, pp. 827–851, 2016.

[45] C. Vernay, L. Ramos, A. Würger, and C. Ligoure, "Playing with Emulsion Formulation to Control the Perforation of a Freely Expanding Liquid Sheet," *Langmuir*, vol. 33, no. 14, pp. 3458–3467, 2017.

[46] A. Gauthier, J. C. Bird, C. Clanet, and D. Quéré, "Aerodynamic Leidenfrost effect," vol. 084002, pp. 1–8, 2016.

[47] R. Rioboo, M. Marengo, and C. Tropea, "Time evolution of liquid drop impact onto solid , dry surfaces," *Experiments in Fluids*, vol. 33, pp. 112–124, 2002.

[48] I. S. Bayer and C. M. Megaridis, *Contact angle dynamics in droplets impacting on flat surfaces with different wetting characteristics*, vol. 558. 2006.

[49] D. C. Vadillo, A. Soucemarianadin, C. Delattre, and D. C. Roux, "Dynamic contact angle effects onto the maximum drop impact spreading on solid surfaces," *Physics of Fluids*, vol. 21, no. 12, pp. 1–8, 2009.

[50] B. D. Cassie, A. B. D. Cassie, and S. Baxter, "Wettability of porous surfaces,," *Transactions of the Faraday Society*, vol. 40, no. 5, pp. 546–551, 1944.

[51] C. Cottin-Bizonne, J.-L. Barrat, L. Bocquet, and E. Charlaix, "Low Friction Flows of Liquids at Nanopatterned Interfaces," pp. 237–240, 2003.

[52] J. Ou, B. Perot, and J. P. Rothstein, "Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces," *Physics of Fluids*, vol. 16, no. 12, pp. 4635–4643, 2004.

[53] P. Joseph, C. Cottin-Bizonne, J. M. Benoît, C. Ybert, C. Journet, P. Tabeling, and L. Bocquet, "Slippage of water past superhydrophobic carbon nanotube forests in microchannels," *Physical Review Letters*, vol. 97, no. 15, pp. 1–4, 2006.

[54] A. Steinberger, C. Cottin-Bizonne, P. Kleimann, and E. Charlaix, "High friction on a bubble mattress," *Nature Materials*, vol. 6, no. 9, pp. 665–668, 2007.

[55] Y. Ichikawa, K. Yamamoto, M. Yamamoto, and M. Motosuke, "Near-hydrophobic-surface flow measurement by micro-3D PTV for evaluation of drag reduction," *Physics of Fluids*, vol. 29, no. 9, 2017.

[56] C. Cottin-Bizonne, C. Barentin, and L. Bocquet, "Scaling laws for slippage on superhydrophobic fractal surfaces," *Physics of Fluids*, vol. 24, no. 1, 2012.

[57] D. Richard and D. Quéré, "Bouncing water drops," *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 50, no. 6, p. 769, 2000.

[58] A. L. Biance, C. Clanet, and D. Quéré, "First steps in the spreading of a liquid droplet," *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 69, no. 1, p. 4, 2004.

[59] D. Bartolo, C. Josserand, and D. Bonn, "Singular jets and bubbles in drop impact," *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 12, pp. 1–4, 2006.

[60] D. Quéré, "Wetting and Roughness," *Annual Review of Materials Research*, vol. 38, no. 1, pp. 71–99, 2008.

[61] P. Tsai, S. Pacheco, C. Pirat, L. Lefferts, and D. Lohse, "Drop impact upon micro- and nanostructured superhydrophobic surfaces," *Langmuir*, vol. 25, no. 20, pp. 12293–12298, 2009.

[62] P. J. Rossky, "Exploring nanoscale hydrophobic hydration," *Faraday Discussions*, vol. 146, p. 13, 2010.

[63] M. Reyssat, D. Richard, C. Clanet, and D. Quéré, "Exploring nanoscale hydrophobic hydration," *Faraday Discussions*, vol. 146, p. 13, 2010.

[64] R. C. A. van der Veen, M. H. W. Hendrix, T. Tran, C. Sun, P. A. Tsai, and D. Lohse, "How microstructures affect air film dynamics prior to drop impact.," *Soft matter*, vol. 10, no. 21, pp. 3703–7, 2014.

[65] L. Mishchenko, B. Hatton, V. Bahadur, J. A. Taylor, T. Krupenkin, and J. Aizenberg, "Design of Ice-free Nanostructured Impacting Water Droplets," *ACS Nano*, vol. 4, no. 12, pp. 7699–7707, 2010.

[66] T. M. Schutzius, S. Jung, T. Maitra, G. Graeber, M. Köhme, and D. Poulikakos, "Spontaneous droplet trampolining on rigid superhydrophobic surfaces," *Nature*, vol. 527, no. 7576, pp. 82–85, 2015.

[67] M. J. Kreder, J. Alvarenga, P. Kim, and J. Aizenberg, "Design of anti-icing surfaces : Smooth, textured or slippery ?," *Nature Reviews Materials*, vol. 1, no. 1, 2016.

[68] R. N. Wenzel, "Resistance of solid surfaces to wetting by water," *Industrial and Engineering Chemistry*, vol. 28, no. 8, pp. 988–994, 1936.

[69] C. Lee, Y. Nam, H. Lastakowski, J. I. Hur, S. Shin, A.-L. Biance, C. Pirat, C.-J. C. Kim, and C. Ybert, "Two types of Cassie-to-Wenzel wetting transitions on superhydrophobic surfaces during drop impact," *Soft Matter*, vol. 11, pp. 14–17, 2015.

[70] S. Ryu, P. Sen, Y. Nam, and C. Lee, "Water Penetration through a Superhydrophobic Mesh During a Drop Impact," *Physical Review Letters*, vol. 118, no. 1, p. 14501, 2017.

[71] Y. Liu, L. Moevius, X. Xu, T. Qian, J. M. Yeomans, and Z. Wang, "Pancake bouncing on superhydrophobic surfaces," no. June, pp. 1–5, 2014.

[72] P. Chantelot, A. Mazloomi Moqaddam, A. Gauthier, S. S. Chikatamarla, C. Clanet, I. V. Karlin, and D. Quéré, "Water ring-bouncing on repellent singularities," *Soft Matter*, 2018.

[73] J. C. Bird, R. Dhiman, H. M. Kwon, and K. K. Varanasi, "Reducing the contact time of a bouncing drop," *Nature*, vol. 503, no. 7476, pp. 385–388, 2013.

[74] A. Gauthier, S. Symon, C. Clanet, and D. Quéré, "Water impacting on superhydrophobic macrotextures.," *Nature Communications*, vol. 6, p. 8001, 2015.

[75] M. Andrew, Y. Liu, and J. M. Yeomans, "Variation of the Contact Time of Droplets Bouncing on Cylindrical Ridges with Ridge Size," *Langmuir*, vol. 33, no. 30, pp. 7583–7587, 2017.

[76] J. G. Leidenfrost, "De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus," in *Duisburg*, no. October, 1756.

[77] A. L. Biance, C. Clanet, and D. Quéré, "Leidenfrost drops," *Physics of Fluids*, vol. 15, no. 6, pp. 1632–1637, 2003.

[78] I. U. Vakarelski, J. O. Marston, D. Y. C. Chan, and S. T. Thoroddsen, "Drag reduction by leidenfrost vapor layers," *Physical Review Letters*, vol. 106, no. 21, pp. 3–6, 2011.

[79] J. D. Bernardin and I. Mudawar, "The Leidenfrost Point : Experimental Study and Assessment of Existing Models," *Journal of Heat Transfer*, vol. 121, no. 4, p. 894, 1999.

[80] L. Maquet, "Leidenfrost effect at its limits," 2017.

[81] T. Tran, H. J. J. Staat, A. Prosperetti, C. Sun, and D. Lohse, "Drop impact on superheated surfaces," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 3, pp. 1–5, 2012.

[82] B. Sobac, A. Rednikov, S. Dorbolo, and P. Colinet, "Leidenfrost effect : Accurate drop shape modeling and refined scaling laws," *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, vol. 90, no. 5, pp. 1–12, 2014.

[83] W. Chaze, *Transferts de chaleur et de masse lors de l 'impact d 'une goutte sur une paroi chaude en régime d 'ébullition en film - Application de diagnostics optiques et modélisation.* PhD thesis, Université de Lorraine, 2017.

[84] T. Tran, H. J. J. Staat, A. Susarrey-Arce, T. C. Foertsch, A. van Houselt, H. J. G. E. Gardeniers, A. Prosperetti, D. Lohse, and C. Sun, "Droplet impact on superheated micro-structured surfaces," *Soft Matter*, vol. 9, no. 12, pp. 3272–3282, 2013.

[85] G. Riboux and J. M. Gordillo, "Boundary-layer effects in droplet splashing," *Physical Review E*, vol. 96, pp. 1–8, 2017.

[86] J. Philippi and a. Antkowiak, "Drop impact on solid surface : Short time self-similarity," *Bulletin of the American Physical Society*, no. 1955, p. 7190, 2014.

[87] H. Lastakowski, F. Boyer, a. L. Biance, C. Pirat, and C. Ybert, "Bridging local to global dynamics of drop impact onto solid substrates," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 747, pp. 103–118, 2014.

[88] Y. Wang and L. Bourouiba, "Non-isolated drop impacts on surfaces," *Journal of Fluid Mechanics*, 2017.

[89] Y. Wang and L. Bourouiba, "Drop impact on solid : unified thickness profile of the expanding sheet in the air," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 814, pp. 510–534, 2016.

[90] M. Rein, "Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces," *Fluid Dynamics Research*, vol. 12, no. 2, pp. 61–93, 1993.

[91] C. Clanet, C. Béguin, D. Richard, and D. Quéré, "Maximal deformation of an impacting drop," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 517, pp. 199–208, 2004.

[92] K. Willis and M. Orme, "Binary droplet collisions in a vacuum environment : An experimental investigation of the role of viscosity," *Experiments in Fluids*, vol. 34, no. 1, pp. 28–41, 2003.

[93] L. Rayleigh, "On the Capillary Phenomena of Jets," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 29, no. 196-199, pp. 71–97, 1879.

[94] A. L. Biance, F. Chevy, C. Clanet, G. Lagubeau, and D. Quéré, "On the elasticity of an inertial liquid shock," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 554, pp. 47–66, 2006.

[95] A. L. Biance, C. Pirat, and C. Ybert, "Drop fragmentation due to hole formation during Leidenfrost impact," *Physics of Fluids*, vol. 23, no. 2, pp. 1–6, 2011.

[96] G. I. Taylor and D. Michael, "On making holes in fluid," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 58, no. 1973, pp. 625–639, 1973.

[97] F. E. C. Culick, "Comments on a ruptured soap film," *Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 6, pp. 1128–1129, 1960.

[98] F. Müller, U. Kornek, and R. Stannarius, "Experimental study of the bursting of inviscid bubbles," *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, vol. 75, no. 6, 2007.

[99] W. E. Ranz, "Some Experiments on the Dynamics of Liquid Films," *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 12, pp. 1950–1955, 1959.

[100] G. Taylor and P. G. Saffman, "A note on the motion of bubbles in a hele-shaw cell and porous medium," *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, vol. 12, no. 3, pp. 265–279, 1959.

[101] A. Buguin, L. Vovelle, and F. Brochard-Wyart, "Shocks in inertial dewetting," *Physical Review Letters*, vol. 83, no. 6, pp. 1183–1186, 1999.

[102] C. Raufaste, F. Celestini, A. Barzyk, and T. Frisch, "Hole growth dynamics in a two dimensional Leidenfrost droplet," *Physics of Fluids*, vol. 27, no. 3, 2015.

[103] M. Callies Reyssat, *Splendeur et misère de l'effet lotus.* PhD thesis, Paris VI, 2007.

[104] R. Fulcrand, *Etude et développement d'une plateforme microfluidique dédiée à des applications biologiques Intégration d'un actionneur magnétique sur substrat souple.* PhD thesis, 2009.

[105] D. Quéré, "Leidenfrost Dynamics," *Annual Review of Fluid MechanicsFluid Mechanics*, vol. 45, pp. 197–215, 2013.

[106] M. Rabaud and F. Moisy, "Ship wakes : Kelvin or mach angle ?," *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 21, pp. 1–5, 2013.

[107] F. Moisy and M. Rabaud, "Mach-like capillary-gravity wakes," *Physical Review E*, vol. 90, no. 2, pp. 1–12, 2014.

[108] S. Wildeman, C. W. Visser, C. Sun, and D. Lohse, "On the spreading of impacting drops," 2016.

[109] A.-L. Himbert Biance, *Gouttes inertielles : de la calefaction a l'etalement.* PhD thesis, Paris VI, 2004.