



Textures fonctionnelles : aérophilie, propulsion et friction spéciale

Hélène De Maleprade

► To cite this version:

Hélène De Maleprade. Textures fonctionnelles : aérophilie, propulsion et friction spéciale. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLX035 . tel-01493125

HAL Id: tel-01493125

<https://pastel.hal.science/tel-01493125>

Submitted on 21 Mar 2017

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

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

NNT : 2016SACLX035

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY**

préparée à

**L'École polytechnique
L'École Supérieure de Physique et Chimie Industrielles**

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences (SMEMAG)

Spécialité : Mécanique des fluides

par

Hélène de Maleprade

**Textures fonctionnelles :
aérophilie, propulsion et friction spéciale**

Thèse présentée et soutenue le 9 septembre 2016, à Paris, devant le jury composé de :

M.	Lydéric Bocquet	Président	Directeur de recherche	ENS
M.	Christophe Clanet	Directeur de thèse	Directeur de recherche	Polytechnique
M.	Robert Cohen	Examinateur	Professeur	MIT
M.	Benjamin Dollet	Rapporteur	Chargé de recherche	Rennes 1
Mme	Élise Lorenceau	Rapporteur	Directeur de recherche	Grenoble Alpes
M.	David Quéré	Directeur de thèse	Directeur de recherche	Polytechnique

Table des matières

Introduction	1
I Textures microscopiques	9
1 Introduction aux textures microscopiques	11
1.1 Surfaces lisses	11
1.1.1 Mouillage d’une surface	11
1.1.2 Étalement d’une goutte	17
1.2 Surfaces micro-texturées	20
1.2.1 Loi de Wenzel	20
1.2.2 Superhydrophilie	22
1.2.3 Superhydrophobie	24
1.2.4 Micro-creux	29
2 Aérophilie	33
2.1 Volume d’une bulle	34
2.1.1 Création d’une bulle par un orifice immergé	34
2.1.2 Détachement de la bulle	35
2.2 Étalement de bulles	40
2.2.1 Approche	40
2.2.2 Contact et étalement	46
2.3 Capillaires	58
2.3.1 Angle de contact dynamique	58
2.3.2 Dépression capillaire	60
2.4 « Funambulles »	68
2.4.1 Description statique	68
2.4.2 Dynamique	70

II	Textures macroscopiques	77
3	Surfaces poreuses macro-texturées	79
3.1	Faire léviter	79
3.1.1	Par la chaleur : la caléfaction	80
3.1.2	Par le mouvement	81
3.1.3	En soufflant	83
3.2	Souffler sous un liquide	85
3.2.1	Critère de décolage	85
3.2.2	Influence du poreux	89
3.2.3	Observations	90
3.3	Faire avancer	91
3.3.1	Des macro-textures sur un poreux pour propulser	91
3.3.2	Propulsion	95
3.3.3	Géométries variables	105
3.3.4	Nombre de Reynolds	110
3.4	Faire avancer des liquides	111
3.4.1	Gouttes d'eau	111
3.4.2	Gouttes visqueuses	114
4	Objets macro-texturés en lévitation	119
4.1	Présentation de l'expérience	120
4.2	Mesure de forces	123
4.3	Modèles	124
4.3.1	Modèle en loi d'échelle	124
4.3.2	Modèle analytique	128
4.3.3	Simulations	133
4.4	Moulin inertiel	136
4.4.1	Force de propulsion	136
4.4.2	Vitesse terminale	137
4.4.3	Modèle	138
III	Combinaison de micro- et macro-textures	143
5	Introduction	145
5.1	Macro-défauts	146
5.1.1	Macro-défauts superhydrophobes	146
5.1.2	Surface et macro-défauts de mouillages différents	151
5.2	Propulsion en non-mouillage	155

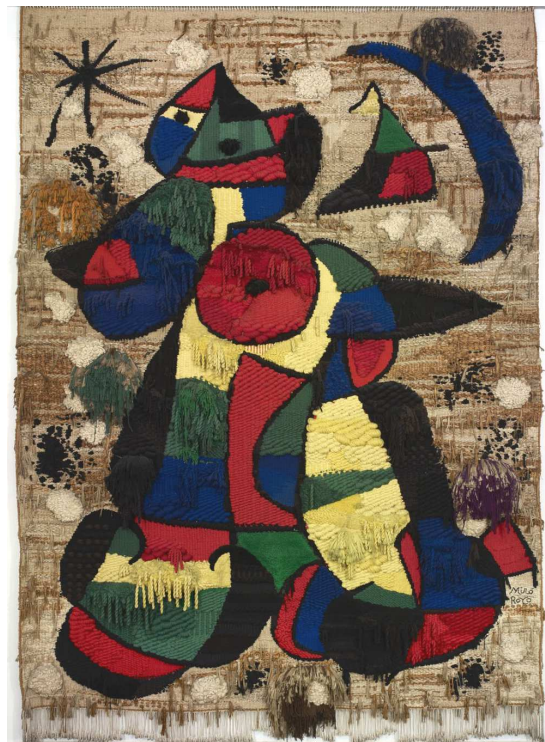
5.2.1	Textures symétriques	155
5.2.2	Textures asymétriques	158
6	Frictions spéciales	161
6.1	Créneaux réguliers	162
6.1.1	Gouttes d'eau	163
6.1.2	Gouttes visqueuses	175
6.1.3	Serpents de transition	178
6.1.4	Adhésion	183
6.2	Créneaux asymétriques	190
6.2.1	Gouttes d'eau	191
6.2.2	Gouttes visqueuses	193
	Conclusion	197
	Bibliographie	199

Introduction

« We live, I regret to say, in an age of surfaces »

Cette plainte d'Oscar Wilde au XIX^{ème} siècle serait sans doute plus justifiée encore de nos jours. Mais est-ce pour autant une raison de s'attrister ?

Qu'on le veuille ou non, le monde qui nous entoure est constitué de surfaces. Tout élément est défini par sa frontière, qui le délimite du reste du monde. Cette chance d'avoir des volumes confinés a pour conséquence directe une profusion d'interfaces, dont les caractéristiques sont déclinables à l'infini. Ainsi, une surface donnée voit ses propriétés changer radicalement lorsqu'on ajoute des rugosités. Cela va, par exemple, altérer les reflets de la lumière, modifier la façon dont l'eau s'étale, ou encore rendre le matériau plus solide, plus rugueux ou plus adhésif. Les textures transforment donc leur support, et leur exploitation donne lieu à des phénomènes aussi intéressants qu'amusants.



Joan Miró. Tapisserie de la Fundació, 1979, Barcelone. Laine. 7,5 x 5 m.

Visuellement, les textures donnent du relief. Le tableau de Miró est une variation originale sur ce thème. Il ne s'agit pas d'une peinture conventionnelle, comme la prise de vue lointaine de la photo pourrait le laisser croire. Cette tapisserie gigantesque de la Fundació transpose le langage pictural de l'artiste dans une tonalité inhabituelle, avec ses difficultés propres, exploitées à leur maximum. Les ajustements nécessaires au changement de technique donnent naissance à des bourrelets de laine, qui se déversent du tableau. Cette nouvelle dimension rapproche l'œuvre du spectateur. Par ailleurs, le jeu sur les épaisseurs des fils donne du relief aux étendues de couleur, en créant des sous-unités de texture à l'intérieur de chacune des parcelles du tableau : la cascade d'échelles fascine le spectateur, qui en aurait envie de toucher le résultat !

Les textures donnent aussi du volume. Les designers Jessica Rosenkrantz et Jesse Louis-Rosenberg exploitent cette idée dans leur réalisation, la *Kinematics Dress*, composée de plus de 3000 petits triangles assemblés par une imprimante 3D. Le « tissu » obtenu fait preuve d'une certaine rugosité ; plus les triangles sont petits et leurs connexions fines, plus la trame est souple. Les variations de taille des unités de base et l'absence de matériau par endroits donnent à l'ensemble transparence et volume, *via* une seconde échelle de textures. Les designers inscrivent leur travail dans une volonté de mouvement, comme le souligne le nom de leur œuvre. La robe semble si légère et aérienne qu'on la croirait en lévitation.



Jessica Rosenkrantz et Jesse Louis-Rosenberg. *Kinematics Dress*, 2013, MoMA (New York). Nylon.

Les textures apportent encore du contraste. Dans une assiette, l'aspect et l'agencement des mets participent au caractère appétissant. De nombreuses cuisines l'ont bien compris, et les présentations rivalisent d'ingéniosité. Outre la mémoire gustative d'un plat qui donne éventuellement envie d'en reprendre, l'attraction est d'abord créée par l'aspect visuel. Un éclair, délicieux souvenir d'enfance, propose de prime abord un glaçage, coloré et brillant, parfois même décoré avec contraste, et déposé

sur de la pâte. Le chou, gonflé d'une myriade de bulles d'air, a l'aspect mat, qui tranche avec le glaçage et le fourrage. Ce dernier confère son onctuosité au dessert. Crémeux et mousseux, il offre un dernier niveau de texture, dérobé au regard avant d'avoir commencé la dégustation.



(Gauche) Éclair au caramel (Réalisation : S. de Maleprade)
(Droite) Gâteau « goutte d'eau », spécialité japonaise à base d'agar (Crédit : BoredPanda).

Au Japon, la culture est plus clairement encore portée sur les textures que sur le goût. La pâtisserie « goutte d'eau » est un gâteau de riz à base d'agar (produit gélatineux issu d'algues), à consommer dans les 30 minutes car il se dissout rapidement. Cette grosse boule s'accompagne de biscuits croustillants, créant le fameux contraste des textures, aussi visuel que gustatif. Sur la photo présentée ici, le gâteau est déposé sur une feuille, et sa forme rappelle une goutte sur un lotus.

En effet, le lotus a la capacité de repousser l'eau ; il est connu pour rester toujours propre, quoi qu'il advienne. Il en va de sa survie : on le trouve, comme les nénuphars, à la surface des étangs. Si l'eau pouvait s'accrocher à leurs feuilles, ils auraient tôt fait de couler. C'est ainsi que la nature a développé ces surfaces fabuleuses sur lesquelles l'eau roule en perles. La raison réside dans la structure intime de la surface. Si cette dernière semble lisse lorsqu'on la regarde, il n'en est rien à l'échelle microscopique : de petits plots d'une vingtaine de microns de haut et recouverts de cristaux de cire tapissent l'étendue de la feuille. Cette micro-rugosité confère au lotus ses propriétés si spectaculaires, et complètement nouvelles par rapport à une même surface qui serait lisse à l'échelle microscopique. Ce sont ici bien les textures qui transforment le comportement de l'eau. Le chapitre 1 traite de l'altération des propriétés d'une interface par des micro-textures.

Si les nymphéas sont posés à la surface de l'eau, beaucoup de choses se passent en-dessous. Entre autres, il est relativement facile de créer des bulles : la rotation d'une hélice de bateau, le saut d'un poisson ou même la photosynthèse des algues y contribuent. Ces bulles remontent et explosent à la surface, qui se met à pétiller. Mais l'air peut aussi rencontrer un nénuphar lors de son ascension... Leur interaction est décrite au chapitre 2, en compagnie d'autres phénomènes où l'air est l'acteur principal du mouillage de surfaces nano- ou micro-texturées, immergées.



(Gauche) Claude Monet. Nymphéas 1916-1919, Giverny (fondation Beyeler). Huile sur toile. 2 x 1,8 m.

(Droite) Bulles d'air qui remontent à la surface de l'eau (Source : www.bbc.com).

Les textures offrent donc un contraste visuel séduisant, élégant ou appétissant. Par ailleurs, à petite échelle, elles sauvent de l'eau. À grande échelle, quelle peut être leur influence ?

Nous avons affirmé que leur présence transforme une surface, et lui confère des propriétés nouvelles. Cela reste vrai lorsque la taille des textures est supérieure au millimètre. Nous proposons un premier exemple qui nous aide dans nos déplacements : comment ferions-nous pour nous élever si tous les sols étaient lisses ? Contrairement aux mouches ou aux lézards, capables de s'accrocher et de se déplacer sur des surfaces verticales, il nous faut un sol horizontal, même pour monter. La texture qui s'ensuit est un escalier qui offre des petits paliers successifs. L'échelle de la rugosité est de l'ordre de 20 cm. Cette solution permet la propulsion vers le haut d'éléments qui seraient sinon restés sur place.



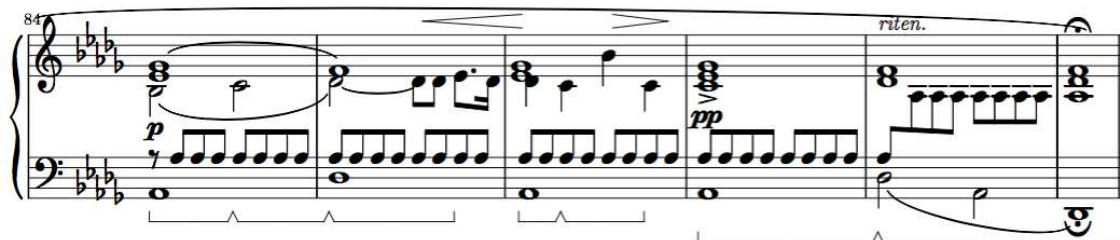
Basilique St Stephen, Budapest, Hongrie. (Crédit : Paulc78).

Cette propulsion verticale n'est cependant possible que pour des objets déjà intrinsèquement doués de capacités pour le mouvement horizontal, l'homme ou le cafard, par exemple. Pour qu'un objet passif se déplace, il lui faut de l'aide. Ainsi un ballon n'a aucun moyen de bouger par lui-même. Si un acteur le lance, il lui procure l'énergie dont il a besoin pour voler ou pour rouler. Ces deux situations sont intéressantes. En effet, en plein vol, l'objet suit sa trajectoire, jusqu'à être rattrapé par son poids et retomber, rebondir, rouler et enfin s'arrêter. Mais si l'on arrive à le maintenir en l'air, alors les dernières étapes de la trajectoire précédente peuvent être évitées. Une fois en lévitation, un objet devient merveilleusement mobile, et de toutes petites forces suffisent à le déplacer sur de grandes distances. Nous venons de souligner que les macro-textures modifient l'environnement des objets : pourquoi ne pas imaginer un cas où elles permettraient l'auto-propulsion ? Les chapitres 3 et 4 proposent deux solutions. La lévitation y est obtenue en soufflant sous les objets : un petit coussin d'air est créé artificiellement pour les isoler de leur support. La présence de textures millimétriques asymétriques vient perturber l'écoulement de l'air, et cela crée la petite force suffisante pour engendrer la propulsion.

Une deuxième situation intéressante présentée par le ballon est lorsqu'il roule. Pour cela, il n'a même pas besoin d'être lancé, il suffit qu'on le dépose sur un plan incliné, et la gravité l'attire vers le bas de la pente. Or nous avons souligné qu'une goutte d'eau sur une feuille de lotus, en situation non-mouillante, adopte à peu près la forme du gâteau japonais. Sur une surface nano-texturée, l'eau ressemble à une perle, donc aussi à un ballon. Si on incline la surface, la goutte roule.

Nous avons par ailleurs signalé que des macro-textures permettent dans certains cas de propulser des objets. Si nous en introduisons sous la goutte qui dévale le plan incliné nano-texturé, alors peut-être pouvons-nous contrôler sa vitesse ? Après une rapide étude des effets du mélange des différentes échelles de textures, au chapitre 5, nous essayons de répondre à cette question au chapitre 6.

Il n'y a en effet rien de plus commun que des gouttes qui tombent, et contrôler leur vitesse permettrait de maîtriser leur cadence. Cette idée était déjà dans l'esprit de Chopin, qui propose dans son prélude n° 15, opus 18, dit de la Goutte d'eau, un motif lancinant pour symboliser cette chute répétée de l'eau qui s'égoutte un soir d'orage sur le toit. On pourrait même qualifier cet effet de texture sonore.



Frédéric Chopin. Cadence du prélude n° 15, opus 18, dit de la Goutte d'eau. Les nombreux « la » à la main gauche rendent compte de la pluie.

George Sand relate ainsi la genèse de ce prélude :

« Sa composition de ce soir-là était pleine des gouttes de pluie qui résonnaient sur les tuiles sonores de la chartreuse, mais elles s'étaient traduites dans son imagination et dans son chant par des larmes tombant du ciel sur son cœur. »

Quand on lui réclamait des solutions parfaites, qui écarteraient tous les risques : « C'est l'expérience qui dégagera les lois, répondait-il, la connaissance des lois ne précède jamais l'expérience. » Après une longue année de lutte, Rivière l'avait emporté. Les uns disaient : « à cause de sa foi », les autres : « à cause de sa ténacité, de sa puissance d'ours en marche », mais selon lui, plus simplement, parce qu'il pesait dans la bonne direction.

Mais quelles précautions au début !

ANTOINE DE SAINT-EXUPÉRY, *Vol de Nuit*

Première partie

Textures microscopiques

Chapitre 1

Introduction aux textures microscopiques

Sommaire

1.1 Surfaces lisses	11
1.1.1 Mouillage d'une surface	11
1.1.2 Étalement d'une goutte	17
1.2 Surfaces micro-texturées	20
1.2.1 Loi de Wenzel	20
1.2.2 Superhydrophilie	22
1.2.3 Superhydrophobie	24
1.2.4 Micro-creux	29

La présence de micro-textures sur une surface peut lui conférer des propriétés nouvelles, en la modifiant de façon radicale. Pour apprécier l'amplitude du changement, nous nous intéressons dans un premier temps au mouillage des surfaces lisses, puis nous regarderons l'influence des textures.

1.1 Surfaces lisses

1.1.1 Mouillage d'une surface

Comment différencier une surface d'une autre ? Qu'est-ce qui distingue une vitre d'une table en bois ? Dans la vie courante, nous répondrions que la couleur, la transparence, l'aspect brillant ou la texture de ces deux objets ne sont pas les mêmes, simplement parce que les matériaux sont différents.

Pour caractériser un état de surface, on peut observer le comportement de l'objet soumis à diverses conditions. Par exemple, y verser un peu d'eau va modifier son environnement. Il s'agit d'une expérience très simple dont les résultats varient pourtant dans un large spectre. Sur le verre propre, une goutte d'eau a tendance à s'étaler jusqu'à s'aplatir totalement. Si la surface n'est pas horizontale, le liquide peut dévaler en laissant un sillon derrière lui. Sur une table en bois, différentes choses peuvent se produire : du bois brut s'imbibera de l'eau qu'on y dépose, tandis que sur une

table cirée une goutte prendra une forme de calotte sphérique, et sur une table vernie, la calotte sera plus plate... Comment expliquer ces observations ?

Tension de surface

Les liquides, comme les solides, ont une forte cohésion moléculaire, contrairement aux gaz. Les molécules de ces corps à la densité élevée exercent des attractions les unes sur les autres : elles se stabilisent en étant entourées d'un maximum de voisines. Cependant, l'espace dans lequel ces molécules évoluent est délimité par la taille de l'échantillon. Au bord, une molécule appartient encore au liquide (ou au solide) mais c'est la dernière. Il existe ainsi une couche de molécules qui participent à la cohésion générale en attirant et étant attirées, mais qui séparent le corps du reste du monde : c'est l'interface. Celle-ci est coûteuse en énergie. En effet, les molécules du bord interagissent avec un nombre restreint de voisines et leur stabilisation est moindre. Une augmentation de l'aire A de l'interface conduit donc à une augmentation de l'énergie totale du système, F ; on note γ leur coefficient de proportionnalité :

$$\gamma = \left(\frac{\partial F}{\partial A} \right)_{T,V,n}$$

γ s'appelle la tension de surface, s'exprime en N/m ou bien en J/m², et représente la résistance d'un corps à déformer son interface. Les métaux liquides ont des interactions interatomiques très fortes, de l'ordre de l'électron-Volt, ce qui conduit à des tensions de surface élevées. Le mercure affiche une tension de surface $\gamma = 485$ mN/m : il va fortement tenter de minimiser son interface. Au contraire, les huiles ne sont stabilisées que par des interactions de van der Waals, dont le faible pouvoir cohésif compense tout juste l'agitation thermique $kT \sim \frac{1}{40}$ eV ; ceci conduit à une tension de surface bien plus faible que les métaux liquides, de l'ordre de 20 mN/m. L'eau liquide, grâce aux liaisons H, est plus stabilisée que les huiles, et sa tension de surface vaut $\gamma = 72$ mN/m [1].

En évoluant, un liquide va tendre à toujours minimiser son énergie, et donc son interface : ceci explique pourquoi les gouttes de pluie sont sphériques, tout comme le whisky du Capitaine Haddock [2] lorsqu'il essaye de boire en apesanteur, figure 1.1(a). Une fois acceptée la possibilité (douteuse, comme on le verra plus loin) qu'un liquide quitte spontanément un verre, l'interface cherche à se minimiser, ce qui conduit à une forme de sphère. Une autre manifestation de la tension de surface se trouve illustrée sur la figure 1.1(b), où une boucle de fil de coton est emprisonnée dans un film de savon. Tant que le film est intègre (image de gauche), le fil évolue librement dans son plan ; une fois que la membrane liquide est percée dans la boucle (image de droite), on observe qu'elle se tend suivant un cercle. Le film de savon tente de minimiser sa surface, et donc d'agrandir la boucle évidée : γ rend compte de la tension qu'un liquide peut fournir.

L'une des conséquences de la minimisation de l'énergie de surface est que l'interface se retrouve souvent courbée. Cette courbure met l'intérieur d'une goutte ou d'une bulle sous pression, comme

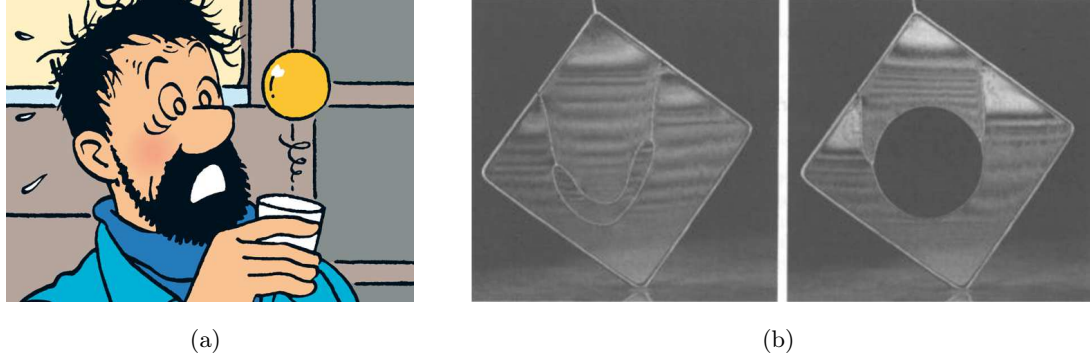


FIGURE 1.1 – (a) Capitaine Haddock, ivre mais quand même surpris de voir son whisky sous forme de sphère : en l'absence de contact, le liquide minimise son interface et prend une forme sphérique (image tirée de Tintin, *On a marché sur la lune* [2]). (b) Film de savon, dans lequel une boucle de fil de coton est emprisonnée. Lorsque la membrane liquide est percée, la zone évidée s'étend en forme de cercle, tirée de toutes part par le reste du film. (Images tirées de [1]).

formalisé par Laplace en 1805 [3, 1] :

L'accroissement de pression hydrostatique ΔP qui se produit quand on traverse la surface de séparation de deux fluides est égal au produit de la tension superficielle γ par la courbure de la surface $C = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$:

$$\Delta P = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.1)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure de la surface.

La surpression dans une goutte de rayon R est donc $\Delta P = \frac{2\gamma}{R}$: plus la goutte est petite, plus la surpression est grande car l'interface est très courbée. En outre, si la tension de surface γ est élevée, la cohésion est forte, donc la surpression dans la goutte est grande.

Nous venons d'expliquer que l'état stable d'un liquide qui minimise son énergie de surface est la sphère, or l'eau qui nous entoure est rarement sphérique. La forme qu'adopte un liquide dépend de son volume et de son environnement.

Longueur capillaire

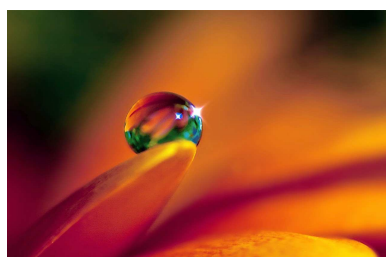
Lorsque nous avons affaire à une faible quantité de liquide, les forces capillaires sont importantes, et la goutte de l'image 1.2(a) garde une forme de perle. En revanche, lorsque le liquide est présent en abondance, la gravité prend le pas, et des flaques (image 1.2(b)) font leur apparition.

La prédominance des forces capillaires cède le pas aux forces gravitationnelles autour d'une longueur l_c appelée longueur capillaire, qui apparaît lorsqu'on égalise la pression de Laplace dans une goutte $2\gamma/l_c$ à la pression hydrostatique $\rho g 2l_c$ (où ρ est la masse volumique du liquide et g l'accélération de la pesanteur) :

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$$

Les gouttes de rayon inférieur à la longueur capillaire verront leur comportement régi par les lois de la capillarité, tandis que les gros volumes seront soumis à la gravité.

La longueur capillaire dépend de chaque liquide : la taille maximale d'une goutte d'huile sphérique est plus petite que celle d'une goutte d'eau sphérique. Remarquons que les liquides les plus cohésifs (γ élevé) sont aussi les plus denses : la longueur capillaire varie finalement peu, de 1,7 mm pour l'acétone ou l'éthanol à 2,7 mm pour l'eau. La longueur capillaire du mercure est intermédiaire, à 1,9 mm. Aussi, nous voyons à la figure 1.1(a) le whisky s'envoler et former une grosse sphère : sur terre une telle goutte serait aplatie comme celle présentée figure 1.2(b), dont l'épaisseur est $2l_c$. La longueur capillaire dépend aussi de la gravité. L'astronaute de la NASA Scott Kelly s'est amusé dans sa station spatiale en janvier 2016 à jouer au ping-pong avec une balle d'eau (figure 1.2(c)) ; en apesanteur la gravité est plus faible, et la longueur capillaire bien plus grande : une goutte d'eau reste sphérique jusqu'à atteindre la taille d'une balle de ping-pong !



(a) $R < l_c$



(b) $R > l_c$



(c) $g \approx 0$

FIGURE 1.2 – (a) Petite goutte d'eau en forme de perle, déposée sur un pétale. La capillarité est la force dominante, le rayon R de la goutte est plus petit que la longueur capillaire. (b) Large goutte d'eau (rayon $R > l_c$) aplatie par la gravité, posée sur une feuille. (Les images (a) et (b) proviennent du blog *Bouillons de Culture*) (c) L'astronaute Scott Kelly joue au ping-pong avec une énorme goutte d'eau : la gravité est suffisamment faible dans l'espace pour que la goutte reste sous forme sphérique, malgré son volume élevé.

À très grand volume, l'eau ne forme plus de goutte ni de flaque, mais des lacs dont la surface est plane (comme celui de la figure 1.3(a), si plat qu'il joue le rôle de miroir quasi-parfait du paysage) : la capillarité est si faible à cette échelle qu'on n'observe plus aucune courbure. Dans une telle situation, si un petit objet (un insecte, une feuille... voir figure 1.3(b)) est déposé délicatement à la surface, alors il peut flotter. On observe que l'interface est courbée sur une distance de l'ordre de l_c à proximité de l'objet. Cette zone de transition est appelée ménisque. La tension de surface résiste à la déformation imposée par le poids, et permet à des objets plus denses que l'eau de rester à la surface. Cette observation va pourtant à l'encontre du principe d'Archimède : jusqu'à la Renaissance, l'explication rationnelle était de dire que le liquide sous l'objet ne peut pas se déplacer, donc l'intrus flotte [4]. Galilée a proposé en 1663 dans son cours sur les corps flottants [5] une autre explication, amusante, qui respecte le principe d'Archimède. En effet, sur la figure 1.3(c), on voit qu'une fine plaque *CIOS*

(de fer, d'or ou d'ébène) s'enfonce, et est recouverte d'une grande quantité d'air $ABCI$: l'objet total $ABSO$ « plaque + air » se trouve alors plus léger que l'eau et flotte.

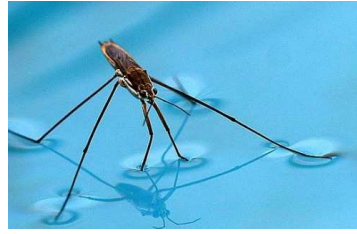
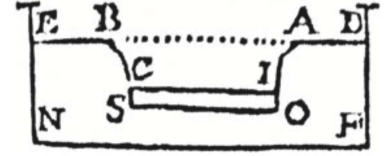
(a) $R \gg l_c$ (b) $R \approx l_c$ (c) $R \approx l_c$

FIGURE 1.3 – (a) À grande échelle, la surface de l'eau s'aplatit grâce à la gravité, pour devenir très plane, jusqu'à jouer le rôle de miroir du paysage (Wadi Tiwi, Oman). (b) Gerris à la surface de l'eau : l'interface se déforme en un ménisque de l'ordre de l_c sous ses pattes. (c) Dessin de Galilée en 1663 pour soutenir sa théorie, dérivée du principe d'Archimède sur la flottaison des corps [5, 4].

Angle de contact

Nous avons souligné que les interactions intermoléculaires conduisent à l'apparition d'une tension de surface γ : la cohésion d'un liquide le pousse à minimiser sa surface. Lorsque le liquide crée une interface avec un gaz, la densité de ce dernier est en général si faible que les interactions entre les molécules du liquide et celles du gaz sont rares : la tension de surface intrinsèque au liquide γ décrit bien l'interface. De même, un solide est décrit par sa tension de surface γ_S , qui caractérise son interface avec un gaz. L'affinité qui existe entre un liquide et un solide est caractérisée par la tension de surface γ_{SL} , qui diffère des tensions de surface γ et γ_S .

Déposer une goutte sur un solide supprime une interface solide-gaz pour en créer deux nouvelles, solide-liquide et liquide-gaz. Si la tension de surface du solide est plus élevée que la somme des tensions des interfaces créées, $\gamma_S > \gamma_{SL} + \gamma$, alors le liquide va mouiller le solide pour minimiser l'énergie totale du système. Au contraire, si $\gamma_S < \gamma_{SL} + \gamma$, c'est-à-dire si la tension de surface du solide est plus basse que celle de la somme des interfaces créées, alors le système n'aura pas intérêt à établir un grand contact entre le solide et le liquide.

L'étalement diffère selon le liquide utilisé et le type de surface. Une petite goutte qui s'étale partiellement adopte une forme de calotte sphérique : un angle θ apparaît au niveau de la ligne triple de contact solide-liquide-vapeur, comme l'illustre la figure 1.4. Le bilan horizontal des tensions de surface nous conduit à l'équation suivante, qui décrit l'équilibre d'un coin de liquide sur un solide :

$$\gamma_S - \gamma_{SL} = \gamma \cos \theta_e \quad (1.2)$$

Il s'agit de l'équation de Young, établie en 1805 dans son essai sur la cohésion des fluides [6]. L'équilibre vertical des forces n'est pas respecté dans le schéma 1.4 : en effet, nous négligeons ici une petite déformation du substrat, de l'ordre de $\gamma \sin \theta_e / E$ (E est le module de Young du support).

Pour la plupart des solides, E est très élevé (de la dizaine à la centaine de GPa) et la déformation subie est nanoscopique.



FIGURE 1.4 – Goutte sur deux substrats différents : le schéma de gauche montre un cas hydrophile, où l'angle de contact θ_e est aigu ; le schéma de droite montre un cas hydrophobe, où l'angle de contact θ_e est obtus.

Si l'affinité du liquide pour le solide est forte, alors on aura $\gamma_{SL} < \gamma_S$, c'est-à-dire d'après l'équation de Young 1.2, un angle de contact d'équilibre $\theta_e < 90^\circ$: le liquide s'étale sur la surface. Cette situation *hydrophile* est illustrée sur la gauche de la figure 1.4. Au contraire, si l'affinité entre le liquide et le solide est faible, alors $\gamma_{SL} > \gamma_S$, et l'équation de Young donne $\theta_e > 90^\circ$. Il s'agit alors du cas *hydrophobe*, illustré sur le schéma de droite de la figure 1.4.

Revenons maintenant au Capitaine Haddock : le whisky, mélange d'eau et d'alcool de tension de surface assez basse, proche de 30 mN/m pour un mélange à 40% en masse à 20°C [7], est en situation de mouillage total sur le verre. Ainsi, la boisson est maintenue dans le récipient par les forces capillaires, secondées par la gravité qui tire le liquide vers le bas du verre. Si la gravité vient à disparaître, comme en apesanteur, alors seules les forces capillaires retiennent le whisky dans le verre. Le capitaine Haddock a donc bien raison d'être surpris : son whisky n'aurait jamais dû quitter son récipient !

Hystérésis de l'angle de contact

Sur une surface réelle, rares sont les cas où l'angle de contact d'équilibre θ_e est observé ; en pratique, l'angle de contact mesuré θ prend toute une gamme de valeurs. La chimie de la surface peut varier localement, ce qui engendre une valeur γ_S légèrement différente à certains endroits. La figure 1.5(a) illustre l'impact de la qualité chimique de la surface sur l'angle de contact. Au niveau de la transition, l'angle de contact peut varier entre $[\theta_1, \theta_2]$, les valeurs autorisées dans chacune des zones. Par ailleurs, la surface est rarement parfaitement lisse : sur un défaut d'angle ψ , l'angle de contact apparent varie de θ à $\theta - \psi + \pi$, comme illustré figure 1.5(b).

Pour caractériser une surface, deux angles de contact sont généralement discutés : l'angle d'avancée et l'angle de reculée. Leurs valeurs sont obtenues en injectant ou en pompant l'eau d'une goutte sur la surface. Lorsque le volume de la goutte augmente, la ligne de contact avance, tandis que lorsque le volume diminue, elle recule. Cette expérience nous donne accès, lors de l'avancée, à la plus

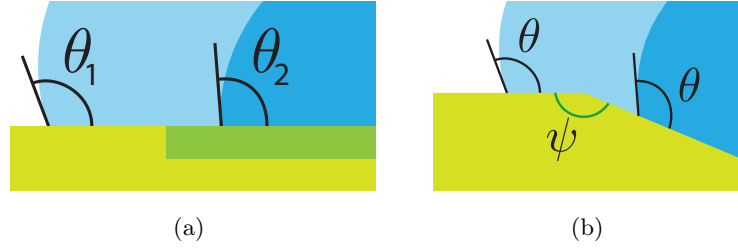


FIGURE 1.5 – (a) Un changement de la chimie de la surface entraîne une variation de l’angle de contact. Au point de transition, θ peut prendre toutes les valeurs entre θ_1 et θ_2 . (b) Un défaut d’angle ψ engendre une variation d’angle de contact de $\pi - \psi$.

grande valeur θ_a autorisée par la surface et ses défauts, et lors de la reculée à la plus petite valeur θ_r . L’hystérésis de l’angle de contact est définie par la différence $\theta_a - \theta_r$ de ces angles.

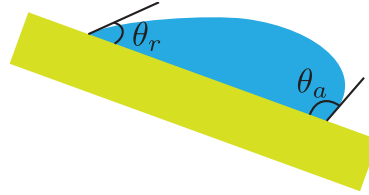


FIGURE 1.6 – Une goutte sur une surface réelle présente de l’hystérésis : son angle de contact peut varier entre θ_r et θ_a , les angles de reculée (à l’arrière de la goutte lorsque celle-ci dévale une surface) et d’avancée (à l’avant de la goutte). Si la surface est inclinée, la goutte se dissymétrise, ce qui permet aux forces capillaires de compenser la gravité et à la goutte de rester en place.

L’existence d’une hystérésis de l’angle de contact a pour conséquence d’ancrer les gouttes sur des surfaces inclinées : souvent la pluie ne dévale pas sur une vitre. Si une goutte se dissymétrise comme illustré figure 1.6, la capillarité peut compenser le poids et accrocher le liquide à son support : l’ancrage est de l’ordre de $\gamma \Delta \cos \theta$.

1.1.2 Étalement d’une goutte

Nous avons jusqu’à présent décrit une goutte statique sur une surface. Nous nous intéressons maintenant à la dynamique de son étalement, juste après qu’elle a été déposée et avant qu’elle n’adopte sa forme d’équilibre. Cette question a été très étudiée en hydrodynamique interfaciale depuis les années 80 [8].

Lorsqu’une goutte d’eau est déposée sur une surface hydrophile, elle ne reste pas sphérique, mais s’étale. Il y a deux raisons à cela. Une goutte sphérique présente une forte courbure donc une grande surpression : pour la réduire, la capillarité pousse la goutte à s’aplatir. Par ailleurs, le centre d’inertie de la goutte est élevé : elle a tout intérêt à l’abaisser jusqu’au niveau de la surface, avec l’aide de la gravité. Ces deux effets sont les moteurs successifs de l’étalement. On observe aussi que l’angle de contact apparent θ de la goutte avec la surface diffère de son angle d’équilibre, donné par la relation

de Young. Tant que ces angles ne sont pas égaux, la goutte n'est pas à l'équilibre. Dans le cas du mouillage total, l'angle tend vers $\theta = 0^\circ$.

Dans les premiers instants du contact entre une goutte et un solide, un pont capillaire se forme, de la même façon qu'entre deux gouttes qui entrent en coalescence [9, 10]. Tant que peu de liquide est en mouvement, l'inertie du pont liquide est le frein majeur à l'expansion du contact [11].

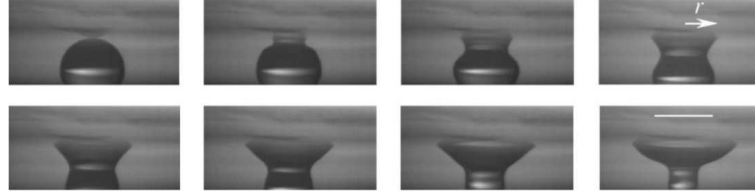


FIGURE 1.7 – Goutte d'eau, de volume 5 μL , qui s'étale sur du verre (la lamelle est placée au-dessus de la goutte, puisque seuls les premiers instants sont étudiés : la gravité ne joue aucun rôle). Le rayon de contact est noté r . L'intervalle entre 2 images est 1,11 ms, la barre d'échelle sur la dernière image indique 2 mm. (Crédit : A.-L. Biance [11]).

Au niveau du contact, aux temps courts illustrés figure 1.7, la courbure C de l'interface suit la relation géométrique $C = \frac{R}{r^2}$, avec R le rayon initial de la goutte et r le rayon de contact liquide/verre. Le gradient de courbure induit un gradient de pression de Laplace, $\gamma \frac{R}{r^3}$, qui est la force motrice volumique de l'étalement. La masse de liquide en mouvement est $\rho \frac{r^2}{C} \sim \rho \frac{r^4}{R}$. Ceci conduit à une force motrice $F \sim \gamma r$, simplement proportionnelle à la tension de surface et au rayon de contact. La 2^e loi de Newton donne, dans ce système à masse variable :

$$\frac{d}{dt} \left(\rho \frac{r^4}{R} \frac{dr}{dt} \right) \sim \gamma r$$

Ici, à la fois la masse de liquide en mouvement et la force motrice dépendent du temps. La solution de cette équation est alors :

$$r^2 \sim \sqrt{\frac{\gamma R}{\rho}} t \quad (1.3)$$

Les tout premiers instants de l'étalement se font donc face à l'inertie du liquide, et conduisent à une loi en $r \propto t^{1/2}$ [11].

Le temps $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ est le temps de réponse inertio-capillaire de la goutte. Pour $t < \tau$, une résistance inertielle décrit bien la dynamique. Au-delà de τ , la résistance au mouvement change ; elle a été beaucoup étudiée [12]. La friction est alors dominée par la dissipation proche de la ligne de contact, où les effets visqueux sont amplifiés [13] : l'épaisseur de liquide est faible dans le coin d'angle $\theta \sim \frac{h}{r}$.

Comme le suggère la figure 1.8, le moteur de l'étalement est toujours la courbure de l'interface qui engendre un gradient de pression de Laplace : $f \sim \gamma \frac{R}{r^3}$. La dissipation visqueuse a principalement

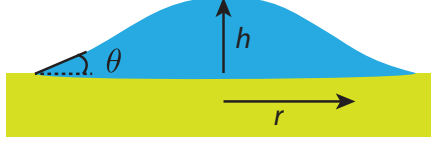


FIGURE 1.8 – Une goutte s’étale sur une surface mouillante. Son rayon de contact r , sa hauteur h et son angle de contact apparent θ dépendent du temps.

lieu dans le coin de liquide : $\frac{\eta V}{\theta} \sim \frac{\eta V r}{h}$ varie le long du rayon de la goutte, ce qui donne une force $\frac{\eta V r^2}{h}$. Le volume $\Omega \sim h r^2$ est constant au cours de l’expérience. Nous obtenons donc une force volumique de dissipation visqueuse $\frac{\eta V}{h^2}$. Comme la goutte s’étale, sa hauteur diminue et son rayon augmente, ce qui renforce le frein et amoindrit le moteur au cours du temps. L’équilibre des forces visqueuses et capillaires aboutit à la loi de Tanner [14] :

$$r^{10} \sim \frac{\gamma \Omega^3}{\eta} t \quad (1.4)$$

Par la suite, la goutte devient très étendue, et lorsque $r > l_c$, les forces capillaires cèdent le pas à la gravité. La loi de Huppert décrit la dynamique [15]. Maintenant que le liquide est étalé, la dissipation visqueuse n’a plus lieu dans le coin seulement, mais dans l’ensemble de la goutte. La vitesse varie donc sur l’épaisseur h , ce qui conduit à une force volumique visqueuse $\frac{\eta V}{h^2}$. On remarque que les expressions de la dissipation visqueuse sont identiques dans le coin et dans l’ensemble de la goutte, mais le raisonnement est motivé par des arguments différents. La force motrice est la gravité : l’étalement est conduit par l’angle $\theta \sim h/r$ formé par la goutte (figure 1.8), ce qui mène à une force gravitationnelle volumique $\rho g \frac{h}{r}$. Plus la goutte est étalée (r grand), plus elle sera basse (h petit) : le moteur h/r de l’étalement s’épuise. Comparer cette force à la viscosité conduit à :

$$r^8 \sim \frac{\rho g \Omega^3}{\eta} t \quad (1.5)$$

On vérifie que les lois 1.4 et 1.5 se recoupent au niveau de la longueur capillaire. À petit rayon de contact $r < l_c$, l’étalement d’une goutte se fait suivant une loi $r \propto t^{1/10}$, et après la longueur capillaire, cet étalement prend une dynamique plus rapide, en $r \propto t^{1/8}$. Dans les deux cas, la force motrice s’affaiblit alors que la force qui résiste au mouvement s’amplifie : le mouvement est de plus en plus lent.

Rebond

Nous avons décrit le phénomène qui se produit juste après le dépôt d’une goutte sur une surface mouillante : son étalement. Parfois, la goutte arrive avec une vitesse non nulle, et dans certains cas assez rares, on observe un rebond. Ce phénomène surprenant a été décrit récemment en 2014, à la fois par J. M. Kolinski *et al.* [16] et par J. de Ruiter *et al.* [17]. Si la goutte rebondit, c’est qu’elle ne touche pas son support mouillant, car alors elle s’y étalerait. Le rebond s’explique par la

viscosité de l'air. En approchant de la surface, la goutte comprime le coussin d'air qui la sépare du solide. Puisque le film d'air s'amincit, la viscosité du gaz devient prépondérante sur la dynamique d'échappement qui s'en trouve ralentie. La goutte a alors le temps de repartir vers le haut avant que tout l'air ne soit évacué. L'analyse de l'épaisseur du film d'air a été menée dans un cas par analyse interférométrique, comme illustré sur la figure 1.9, où les mesures descendent à $0,5 \mu\text{m}$ [17], et dans l'autre cas par réflexion totale interne [18], où des épaisseurs nanométriques sont observées durant le rebond.

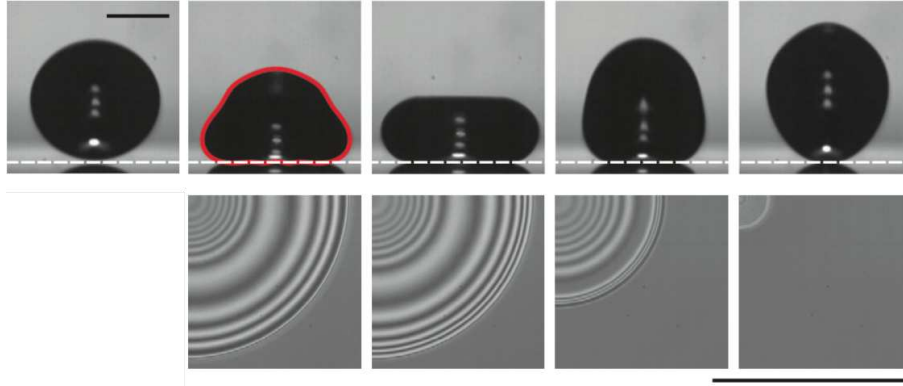


FIGURE 1.9 – Goutte d'eau rebondissant sur du verre hydrophile (angle de contact $\theta = 3^\circ$). La vitesse initiale d'impact est $0,22 \text{ m/s}$. La ligne du bas montre $1/4$ des franges obtenues par interférométrie, vues par en-dessous ; ces franges permettent d'accéder au profil du coussin d'air. La première image est l'arrivée de la goutte à proximité de la plaque de verre, les suivantes sont 2.3, 4.0, 7.5 et 9.0 ms plus tard. On voit la goutte s'étaler et rebondir sans toucher la surface. Les barres d'échelle indiquent 1 mm. (Crédit : J. de Ruiter [17]).

1.2 Surfaces micro-texturées

Dans cette partie 1.2, r ne désigne plus le rayon de contact d'une goutte, mais la rugosité de la surface.

Maintenant que nous avons décrit le comportement d'une goutte à proximité d'une surface lisse, intéressons-nous aux changements engendrés par l'ajout de micro-textures. La taille typique de ces défauts varie de 20 nm à quelques centaines de micromètres. Tout un éventail de formes s'offre à nous, des amas aléatoires de billes aux cônes ou cavités.

1.2.1 Loi de Wenzel

La présence de micro-textures sur une surface fait apparaître une rugosité. Celle-ci est évaluée par r , le rapport de la surface réelle sur la surface projetée : si le substrat est parfaitement lisse, alors $r = 1$, sinon on aura toujours $r > 1$. La rugosité est un paramètre important dans la détermination de l'angle de contact macroscopique, comme l'ont montré Dettre et Johnson dans les années 60 [19]. Ils ont utilisé dans leurs expériences une plaque de cire initialement très rugueuse. La cire est un matériau naturellement hydrophobe. Des traitements thermiques successifs font légèrement fondre

la cire qui voit sa rugosité diminuer. À la fin, la plaque est lisse. La figure 1.10 montre qu'à faible rugosité (sur la gauche du graphe), l'angle d'avancée d'une goutte d'eau croît avec r , tandis que l'angle de reculée décroît : l'hystérésis augmente, jusqu'à une certaine valeur de r . Dans un second temps, les deux angles d'avancée et de reculée croissent, jusqu'à saturer à des valeurs très élevées – bien plus élevées que sur de la cire lisse. De plus, l'hystérésis diminue fortement, et elle est beaucoup plus faible que sur la plus lisse des surfaces [19].

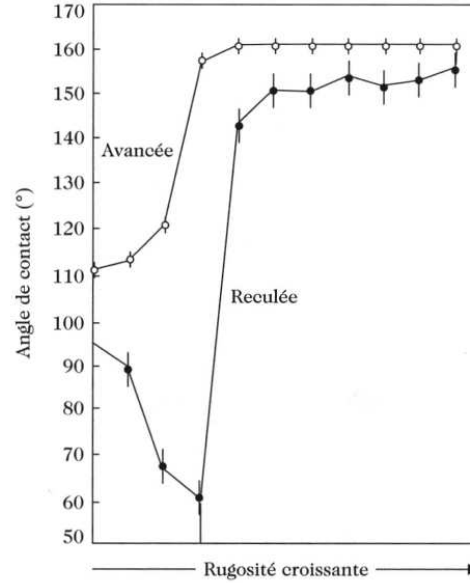


FIGURE 1.10 – Mesures d'angles d'avancée (en blanc) et de reculée (en noir) d'une goutte d'eau en fonction de la rugosité d'une surface de cire (naturellement hydrophobe), par Dettre et Johnson [19]. La rugosité augmente vers la droite.

L'eau forme un angle d'environ 110° sur la cire lisse : la surface est hydrophobe. Cet angle augmente jusqu'à 160° en présence de microtextures, et l'hystérésis de l'angle de contact diminue de 20° environ à 10° . Dans toutes les expériences, la surface est chimiquement identique, et l'eau doit localement respecter la relation de Young 1.2 décrite plus haut. Pourtant, l'angle de contact apparent varie : c'est donc que la rugosité joue un rôle primordial.

Wenzel a proposé en 1936 un modèle qui explique l'influence de la rugosité sur le mouillage [20, 21]. On souhaite évaluer l'angle de contact apparent θ^* d'une goutte sur une surface de rugosité r , en estimant que la taille des micro-textures est beaucoup plus faible que l'échelle de la goutte. Pour cela, on considère un déplacement dl de la ligne de contact, schématisé sur la figure 1.11.

Une longueur $r dl$ de matériau perd son interface avec l'air et se trouve recouverte par l'eau. Une petite interface $dl \cos \theta^*$ est aussi créée au niveau du liquide. Ce déplacement correspond donc à un travail dW total :

$$dW = r(\gamma_{SL} - \gamma_S)dl + \gamma dl \cos \theta^*$$

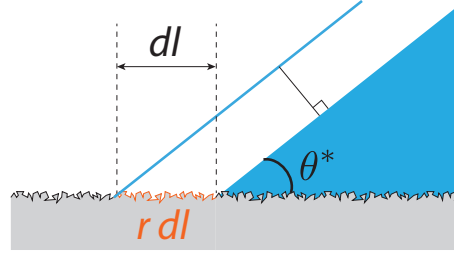


FIGURE 1.11 – Détail de la ligne de contact d’une goutte sur un substrat rugueux. Localement la goutte respecte la relation de Young et a un angle de contact θ , mais macroscopiquement l’angle de contact apparent θ^* est décrit par la relation de Wenzel. On considère un petit déplacement dl du front de liquide pour l’évaluer [20, 21].

À l’équilibre, le travail est nul, ce qui conduit à l’expression suivante pour θ^* :

$$\cos \theta^* = r \frac{\gamma_S - \gamma_{SL}}{\gamma}$$

Dans le cas d’un substrat lisse $r = 1$, on retrouve l’équation de Young 1.2. On peut ré-écrire cette équation sous la forme de la relation de Wenzel, en notant θ_e l’angle de Young :

$$\cos \theta^* = r \cos \theta_e \quad (1.6)$$

La rugosité apparaît comme un moyen d’amplifier tout mouillage : dans le cas d’un substrat rugueux hydrophile où $\theta_e < 90^\circ$, l’angle de contact apparent $\theta^* < \theta_e$ sera d’autant plus faible que r est grand. A l’inverse, sur un substrat hydrophobe $\theta_e > 90^\circ$, comme la cire de Dettre et Johnson, l’angle de contact apparent $\theta^* > \theta_e$ sera d’autant plus grand que la rugosité est élevée.

Cette relation ne dépend pas de la taille ni de la forme des rugosités (tant qu’elles restent largement inférieures à la taille de la goutte) : des motifs différents, dont l’aire apparente est la même, conduisent d’après cette équation à un même angle de contact θ^* .

1.2.2 Superhydrophilie

Commençons par nous intéresser au cas où la surface est hydrophile. Le comportement d’une goutte sur un tel substrat rugueux peut suivre deux voies différentes, selon l’angle de Young θ_e .

En effet, si la surface est mouillante, du liquide peut s’échapper de la goutte pour imprégner les rugosités en aval, créant un film précurseur qui rend la surface plus hydrophile. Il se peut aussi que ce film liquide n’existe pas et que la goutte soit au contact d’un matériau rugueux et sec.

Pour distinguer ces deux situations, considérons un substrat envahi par un film liquide précurseur : son interface apparaît comme une alternance de zones liquides et d’autres solides, selon les anfractuosités remplies (voir figure 1.12). Notons ϕ_S la fraction de phase solide, et $1 - \phi_S$ celle de liquide apparent. Pour que le front de liquide avance d’une distance dl , il faut faire disparaître $(r - \phi_S)dl$ de solide sous le liquide, et faire apparaître de façon correspondante $(1 - \phi_S)dl$ d’interface liquide-air, ce qui nécessite un travail :

$$dW = (r - \phi_S)(\gamma_{SL} - \gamma_S)dl + (1 - \phi_S)\gamma dl$$

Pour que l'avancée du liquide soit énergétiquement favorable ($dW < 0$), nous obtenons une condition sur l'angle de Young :

$$\cos \theta > \frac{1 - \phi_S}{r - \phi_S} = \cos \theta_c$$

Pour des angles de contact tels que $\theta < \theta_c$, la texture est imprégnée par un film précurseur. Pour des angles tels que $90^\circ > \theta > \theta_c$, le solide reste sec et le mouillage est décrit par la loi de Wenzel 1.6.

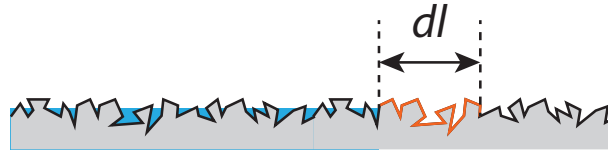


FIGURE 1.12 – Surface hydrophile texturée, dans laquelle un film liquide précurseur (en bleu) avance.

Si la condition d'imprégnation est réalisée, on parle de « superhydrophilie ». Nous considérons maintenant l'avancée sur une distance dl du front d'une goutte qui s'étale. Une portion ϕ_S de solide se trouve recouverte de liquide, tandis que l'interface air – liquide de poids $1 - \phi_S$ disparaît ; en outre, une quantité $\cos \theta^*$ d'interface liquide – air est créée avec la goutte. Ceci nécessite donc un travail $dW = \phi_S(\gamma_{SL} - \gamma_S)dl - (1 - \phi_S)\gamma dl + \gamma \cos \theta^* dl$. Minimiser dW conduit à l'expression de l'angle de contact apparent à l'équilibre, décrite par Cassie [22, 23] :

$$\cos \theta^* = 1 + \phi_S(\cos \theta_e - 1) \quad (1.7)$$

Cette équation décrit le comportement du mouillage en-deça de l'angle critique d'imprégnation θ_c , dans une situation où l'équation de Wenzel 1.6 n'est plus valide : le liquide repose sur un substrat composite, qui mêle solide et liquide. À petite fraction ϕ_S de solide émergé, la dépendance de l'angle apparent θ^* en fonction de l'angle de Young θ_e est faible : dans ce cas, $\cos \theta^* \approx 1$, ce qui correspond à un angle de contact très proche de 0. Cette équation 1.7 est tracée sur la figure 1.13.

Dans la nature

De nombreuses plantes présentent des micro-textures à leur surface, et la superhydrophilie leur sert pour conserver l'eau, pour la faire couler en la filmifiant ou encore pour rendre la surface glissante. La figure 1.14 montre des photos de telles plantes, et un détail de leur surface observée au microscope électronique à balayage (MEB), qui explique leurs propriétés si remarquables. Ainsi, la *Ruellia Devosiana*, figure 1.14(a), qui pousse au Brésil, doit faire face aux abondantes pluies tropicales. Sa surface, observée au microscope par Koch et Barthlott [25] révèle une forêt de petits cônes, prêts à se recouvrir d'un mince film d'eau pour accélérer l'évaporation. Un autre usage de la filmification

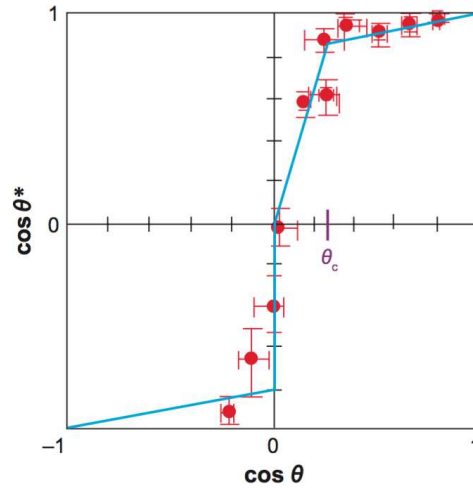


FIGURE 1.13 – Cosinus de l’angle de contact apparent $\cos \theta^*$ en fonction du cosinus de l’angle de Young $\cos \theta$ sur une surface plane de même composition chimique [24]. Les lignes bleues montrent les équations 1.6 (pour $\cos \theta$ entre 0 et $\cos \theta_c$), 1.7 (pour $\cos \theta > \cos \theta_c$) et 1.8 (pour $\cos \theta < 0$).

d’une surface est illustré par le genre des *Nepenthes*, figure 1.14(b). Ces plantes indonésiennes en cornet ont une ouverture en forme d’anneau. Lorsqu’il pleut, cet anneau se recouvre d’eau grâce à ses micro-textures ; leur agencement en canaux dirige de façon irrémédiable tout insecte visiteur vers l’intérieur, ce qui permet à la plante de se nourrir.

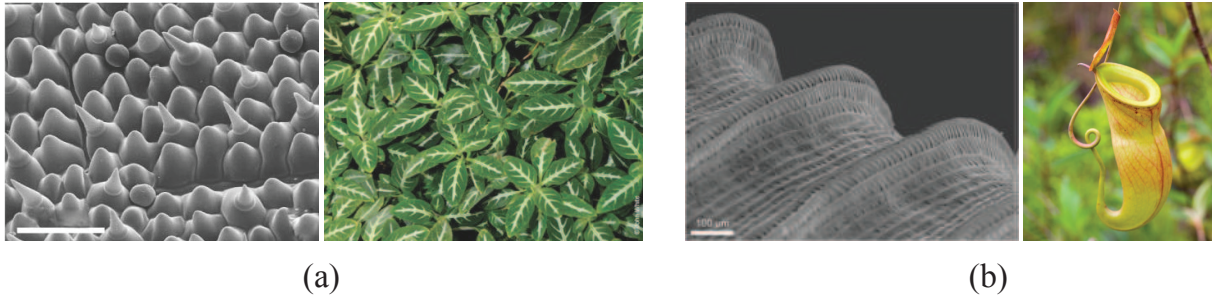


FIGURE 1.14 – Plantes superhydrophiles : (a) la *Ruellia Devosiana* a une structure en forme de cônes qui favorise l’évaporation de l’eau. La barre d’échelle indique 20 μm . (b) Genre des *Nepenthes* : ces plantes carnivores d’Indonésie se recouvrent d’un film d’eau qui rend leur surface (composée de canaux alignés visibles à l’image MEB) glissante. La barre d’échelle indique 100 μm . (Images MEB tirées de [25]).

1.2.3 Superhydrophobie

A contrario, si la surface micro-texturée est de nature hydrophobe, le liquide ne cherchera pas à s’y étendre et à l’imprégner. Ici, on peut imaginer une situation où, pour respecter les conditions d’angle de Young et face à une forte rugosité, le liquide n’entre plus dans les textures. Le liquide repose alors sur un mélange de solide hydrophobe et d’air, appelé l’état Cassie [22, 23], si des poches d’air sont plus favorables d’un point de vue énergétique qu’un contact liquide-solide.

En supposant les interfaces liquide – air plates (pour minimiser toute pression de Laplace, ce qui est justifié dans le cas de défauts très petits devant la taille de la goutte), nous pouvons décrire l’emprisonnement d’air. L’interface solide – liquide est proportionnelle à $r - \phi_S$, et celle air – liquide sous la goutte vaut $1 - \phi_S$. La formation de poches d’air sous une goutte est donc favorable si $(r - \phi_S)(\gamma_{SL} - \gamma_S) > (1 - \phi_S)\gamma$, ce qui conduit à l’apparition d’un angle de contact critique θ_c :

$$\cos \theta_c = -\frac{1 - \phi_S}{r - \phi_S}$$

Ce critère est très similaire à celui d’imprégnation d’un solide par du liquide. On comprend ainsi pourquoi les angles de contact apparents θ^* sont si grands pour des liquides posés sur des surfaces hydrophobes texturées : la goutte est entourée de beaucoup d’air, même en-dessous, et ne touche que peu de solide. On décrit aussi cette situation comme « l’état fakir ». Les gouttes posées sur de telles surfaces, *superhydrophobes*, adoptent une forme sphérique : on parle de « perles ».

Dans ce cas, l’hystérésis de l’angle de contact est très faible, comme observé dans l’expérience de Dettre et Johnson à rugosité élevée, et les gouttes très mobiles. Ceci nous permet d’ajouter une deuxième correction au modèle de Wenzel : lorsque les textures sont trop importantes, typiquement $r > 2$, et que la surface est hydrophobe, l’angle de contact a un comportement décrit par une surface composite, mélange d’air et de solide.

Ainsi, pour déplacer la ligne de contact, il faut remplacer sous la goutte une quantité ϕ_S de solide par un contact avec le liquide et créer une nouvelle interface $1 - \phi_S$ entre le liquide et l’air ; et comme toujours, ceci s’accompagne d’une modification de l’interface liquide – air de la calotte sphérique. Cela nécessite un travail $dW = \phi_S(\gamma_{SL} - \gamma_S)dl + (1 - \phi_S)\gamma dl + \gamma \cos \theta^* dl$. La minimisation de dW conduit à l’expression de l’angle de contact apparent à l’équilibre :

$$\cos \theta^* = -1 + \phi_S(\cos \theta + 1) \quad (1.8)$$

Cette équation remplace l’équation de Wenzel 1.6 pour le cas superhydrophobe. On voit que pour une faible fraction de solide ϕ_S en contact avec la goutte, l’angle apparent θ^* s’approche de 180° . Pour une fraction surfacique $\phi_S \approx 5 - 10\%$ et un angle de Young $\theta \approx 110 - 120^\circ$, l’angle apparent monte jusqu’à $160 - 170^\circ$.

Les ingénieurs de la compagnie Kao, au Japon, ont effectué une série d’expériences sur des substrats fluorés lisses ou rugueux [26, 24]. La figure 1.13 compare leurs mesures d’angle de contact θ^* sur des surfaces rugueuses avec les valeurs θ sur des surfaces lisses de composition chimique identique. Si les micro-textures ne jouaient aucun rôle, on observerait $\theta^* = \theta$, ce qui n’est pas le cas.

L’axe des abscisses, $\cos \theta$, n’explore pas l’intervalle $[-1; 1]$ en entier : au-delà de -0.3 , il n’y a plus aucun point expérimental. Cette valeur correspond à un angle d’environ 110° : il est difficile expérimentalement d’aller au-delà de cet angle sur une surface lisse pour de l’eau [27]. En revanche, dans ce quadrant hydrophobe ($\cos \theta < 0$), la valeur de θ^* varie de façon spectaculaire : un angle de

contact de 170° est rapidement atteint. Cette valeur, très grande, est uniquement accessible grâce à la rugosité qui nous permet d'obtenir l'état superhydrophobe décrit par la relation (1.8).

Dans le quadrant hydrophile ($\cos \theta > 0$), le comportement est légèrement différent : la croissance est tout d'abord linéaire, avec une pente d'environ 3 : nous sommes ici dans le régime de validité de l'expression de Wenzel (1.6). Mais en-deçà de la valeur θ_c , les points expérimentaux ne suivent plus cette loi : ils s'alignent selon un nouveau régime linéaire, de pente inférieure à 1, et qui tend vers $\theta^* = 0$ pour $\theta = 0$ (ce qui signifie qu'un solide mouillant le reste malgré sa rugosité), le cas superhydrophile décrit par l'équation (1.7).

Dans la nature

De très nombreux exemples de surfaces superhydrophobes existent dans la nature. Les animaux et les plantes s'en servent pour repousser l'eau ou bien plutôt pour s'entourer d'air, ce qui leur sert pour respirer [28] ou s'isoler thermiquement [29]. Le lotus est certainement la plus connue des plantes superhydrophobes [30]. Sa structure illustrée figure 1.15(a) est composée de petits piliers d'environ $20\ \mu\text{m}$, eux-mêmes recouverts de cristaux de cire hydrophobe : la double texturation et les caractéristiques chimiques rendent la surface superhydrophobe [28]. La notonecte est une punaise qui vit sous l'eau, cependant elle respire de l'oxygène gazeux : son abdomen est recouvert d'un plastron d'air, visible sur la figure 1.15(b) par les reflets argentés de l'interface air – eau. Elle peut s'entourer d'un film d'air grâce à l'abondance de poils qui recouvrent la quasi-totalité de son corps, comme le montre l'image MEB de la figure 1.15(b). Par ailleurs, être enrobée d'air lui permet de réduire la friction lorsqu'elle se déplace pour chasser dans l'eau [31].

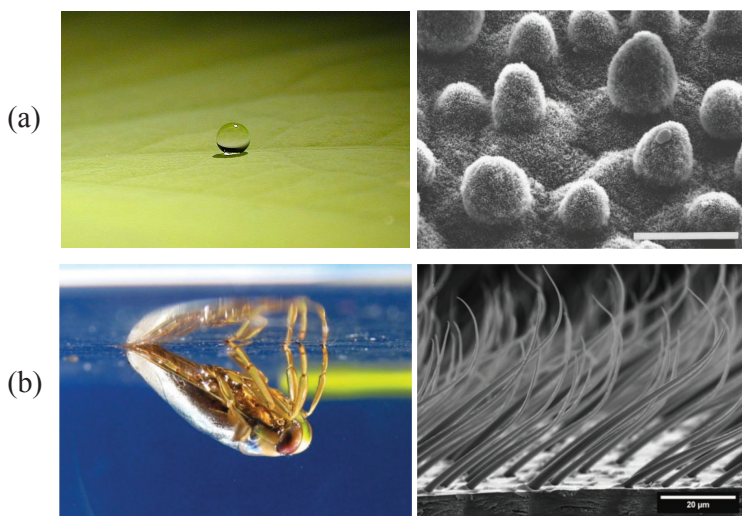


FIGURE 1.15 – (a) Petite goutte d'eau en forme de perle déposée sur une feuille de lotus. L'image au MEB de la surface de la feuille de lotus montre sa rugosité (Crédit : W. Barthlott [28]). La barre d'échelle indique $20\ \mu\text{m}$. (b) Notonecte (punaise d'eau) immergée ; l'image au MEB montre les poils qui recouvrent son abdomen superhydrophobe. La barre d'échelle indique $20\ \mu\text{m}$. (Crédit : P. Ditsche-Kuru [31]).

Surfaces artificielles

L'observation de la superhydrophobie naturelle a permis de reproduire en laboratoire des surfaces aux propriétés semblables. Nous avons établi qu'il faut une surface chimiquement hydrophobe, et une fraction de solide faible sous la goutte, c'est-à-dire une rugosité élevée pour espérer maintenir une goutte dans l'état Cassie. De nombreuses techniques expérimentales, à base de gravure le plus souvent, permettent de construire ces surfaces contrôlées [32, 33].

La figure 1.16(a) montre un exemple d'une surface capable de repousser l'eau, lorsqu'elle est traitée chimiquement de façon hydrophobe. Le résultat est illustré en (b) où l'angle de contact apparent est de l'ordre de 175° , et l'hystérésis très faible, d'environ 10° . La figure 1.16(c) montre une surface avec des plots en forme de champignons : cette surface est même capable de repousser des huiles, de tension de surface bien plus basse que l'eau – la plupart du temps, l'huile mouille systématiquement les surfaces. Il s'agit d'une surface superoléophobe [34, 35].

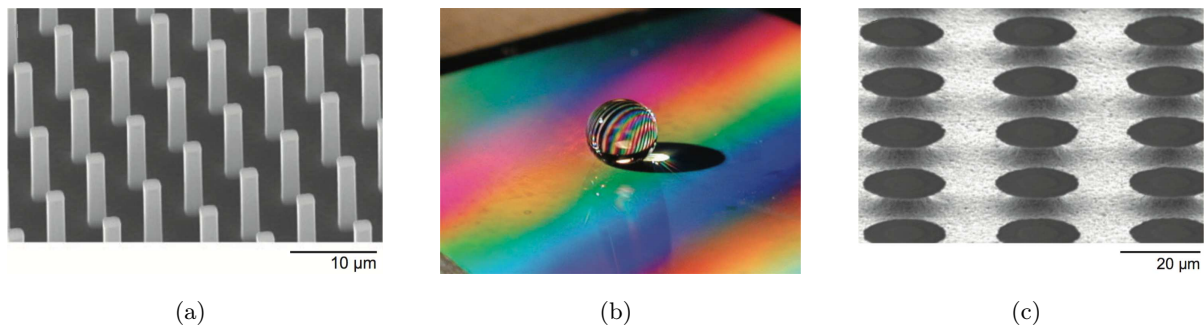


FIGURE 1.16 – (a) Piliers de 10 μm de haut, espacés de 10 μm, obtenus par gravure synthétique (Crédit : M. Reyssat [36]). (b) Goutte d'eau déposée sur la surface (a), traitée de façon hydrophobe : de l'air est présent sous la goutte qui se retrouve en état Cassie, et prend une forme de perle. (Crédit : M. Reyssat). (c) Micro-piliers en forme de champignon permettant de repousser l'huile, de tension de surface plus basse que celle de l'eau (Crédit : G. McKinley [34]).

Sur ces surfaces, la ligne de contact est délimitée par son ancrage sur les bords des piliers. La figure 1.5(b) explique le phénomène d'hystérésis de l'angle de contact sur des défauts géométriques, ici les coins des plots. Cette idée est renforcée par les expériences de Dettre et Johnson [19], dont les résultats sont explicités sur la figure 1.10 : lorsque la rugosité commence à se faire ressentir, la ligne de contact est alors ancrée sur les défauts ponctuels, ce qui donne naissance à une forte hystérésis de l'angle de contact, allant jusqu'à 100° . Lorsque la rugosité est très élevée, cette hystérésis est toujours présente, même si elle est plus faible, de l'ordre de 10° seulement : les lignes de contact ancrées sur les défauts sont plus petites [37].

Dans le travail présenté par la suite, les surfaces superhydrophobes sont obtenues par application d'un traitement liquide. Nous utilisons de l'Ultra Ever Dry (de UltraTech International), qui se dépose en spray sur les surfaces. Il s'agit de billes nanométriques (diamètre environ 20 nm) de silicium, en suspension dans de l'acétone. Nous utilisons aussi du Glaco Mirror Coat Zero, vendu au

Japon, dans lequel nous trempions les surfaces à traiter. Des billes de silice silanisées, de diamètre 30 nm, y sont en suspension colloïdale dans de l'isopropanol. Dans les deux cas, lors de l'évaporation du solvant, les billes se rassemblent en empilements aléatoires rugueux, comme le montre la figure 1.17(a) et 1.17(b) pour l'Ultra Ever Dry et le Glaco respectivement.

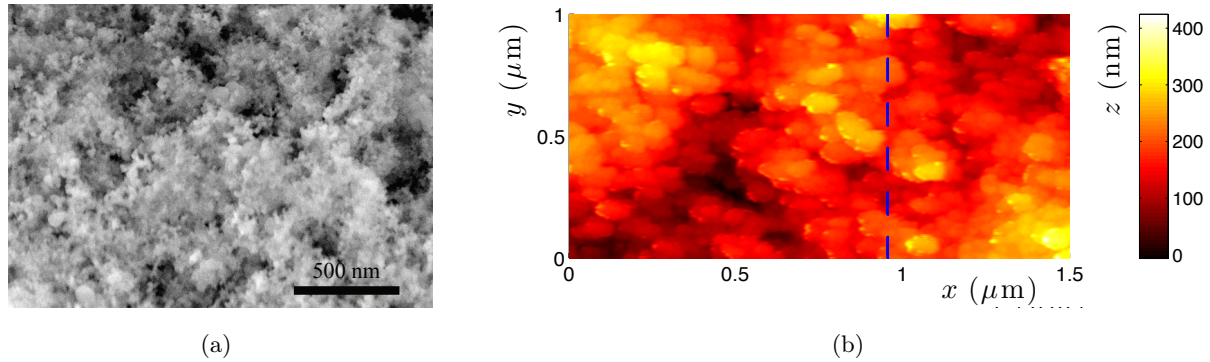


FIGURE 1.17 – (a) Image MEB d'une surface d'aluminium superhydrophobe traitée par de l'Ultra Ever Dry (Crédit : A. Gauthier). On observe une couche micrométrique de particules de silicium d'environ 20 nm de diamètre. (b) Image par Microscopie à Force Atomique (AFM) d'une surface de verre traitée au Glaco. Les billes ont un diamètre d'environ 30 nm, et s'amassent pour donner lieu à une rugosité typique de l'ordre de la centaine de nanomètres. Les directions x et y sont dans le plan de la plaque, la direction z est l'altitude, illustrée par la couleur.

Impacts de gouttes

L'eau ne touche que le haut des textures sur une surface superhydrophobe. Lorsqu'une goutte est lancée contre une telle surface, on observe – voir la figure 1.18 – qu'elle s'étale comme attendu, puis se rétracte et finit par décoller, laissant la surface sèche. Ce comportement spectaculaire est une conséquence directe de la très faible adhésion de l'eau sur de telles surfaces. Durant le rebond, la goutte passe un certain temps τ au contact de la surface, qu'il est intéressant de caractériser. En effet, comme la goutte passe peu de temps à proximité du solide, les échanges (de chaleur, de moment...) sont limités. Pour refroidir une surface, ce temps court sera un désavantage. En revanche, si le matériau est très froid, un petit temps de contact permettra d'éviter à de l'eau d'y geler [38].

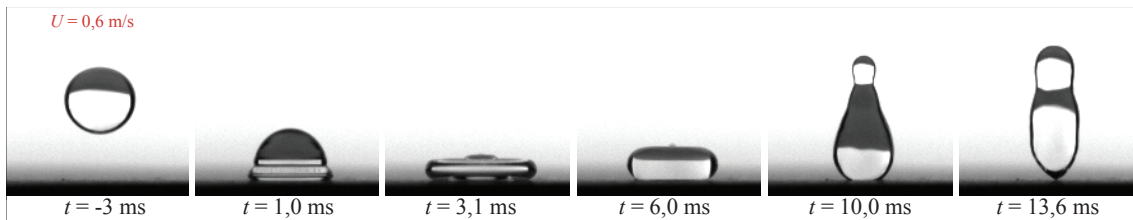


FIGURE 1.18 – Goutte d'eau de rayon $R = 1,3$ mm rebondissant sur une surface de silicium traitée superhydrophobe. La vitesse d'impact de la goutte U vaut 0,6 m/s. (Crédit : A. Gauthier [39]).

La figure 1.18 permet d'évaluer le temps τ : l'eau arrive avec une vitesse U sur une surface superhydrophobe et s'y étale grâce à son énergie cinétique jusqu'à atteindre une forme très aplatie,

de crêpe, à $t \approx 3$ ms. La rétraction est ensuite contrôlée par la force capillaire γR , qui tend à minimiser la surface de la goutte et donc à la ramener sous une forme sphérique. Pour une accélération $\frac{R}{\tau^2}$, et en utilisant la deuxième loi de Newton, $\rho R^3 \frac{R}{\tau^2} \sim \gamma R$, nous aboutissons à l'expression du temps de contact :

$$\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}} \quad (1.9)$$

On remarque que cette expression a la même forme que le temps caractéristique d'un système masse-ressort $t = \sqrt{\frac{m}{k}}$, où ρR^3 est la masse m du système, et γ correspond à la raideur k du ressort. Par ailleurs, cette expression ne dépend pas de la vitesse d'impact, mais uniquement du rayon de la goutte. Ceci a été vérifié expérimentalement par D. Richard en 2002 [40]. La vitesse d'impact varie de 0,2 à 2,5 m/s à la figure 1.19(a) : les formes de gouttes sont très variées au moment du rebond, mais le temps de contact reste bien inchangé. La figure 1.19(b) montre la forte dépendance du temps de contact avec le rayon de la goutte : en échelle logarithmique, les points s'alignent suivant une droite de pente 3/2. Ces expériences permettent de déterminer le préfacteur de la loi d'échelle 1.9, ici égal à 2,6.

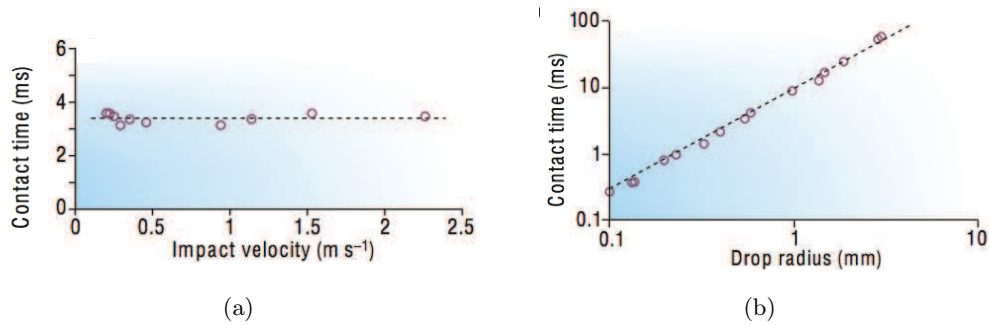


FIGURE 1.19 – Temps de contact de gouttes d'eau sur une surface superhydrophobe **(a)** à taille donnée, en fonction de la vitesse d'impact. La ligne pointillée est horizontale; **(b)** en fonction du rayon de la goutte, à vitesse donnée. La ligne pointillée a une pente 3/2. Graphiques tirés de [40].

1.2.4 Micro-creux

Nous avons jusqu'à présent étudié la transformation d'un substrat par la présence de micro-textures ajoutées à la surface. Cela conduisait à un changement parfois radical de comportement et à l'apparition de propriétés nouvelles, comme la superhydrophobie, inaccessible avec une surface simplement plane [27]. Nous nous intéressons maintenant aux textures qui ne sont pas ajoutées, mais retirées de la surface : des cavités de taille micrométrique.

Milieux poreux

La présence de cavités réparties à la surface ou dans le corps d'un matériau est l'essence d'un milieu poreux. On en trouve de toutes sortes autour de nous ; ils sont caractérisés par leur perméabilité K , qui s'exprime en darcy ($1 \text{ darcy} = 1 \mu\text{m}^2$) et qui est homogène à une surface. La section d'un pore individuel du matériau donne un ordre de grandeur de la perméabilité. Une cigarette a ainsi une perméabilité d'environ 1000 darcys, tandis que le sable descend à 20 – 200 darcys et le grès de 0,0005 à 5 darcys seulement [41].

Nous avons vu plus haut que les plantes sont capables de se recouvrir de micro-cônes ou stries pour repousser ou étaler l'eau à leur surface. Elles sont aussi capables de présenter des micro-cavités qui piègent l'eau, par exemple le lichen australien *Racocarpus Purpurascens* illustré à la figure 1.20. Cette plante doit faire face à un milieu très aride : elle récupère et conserve l'eau de l'air dans ses pores.

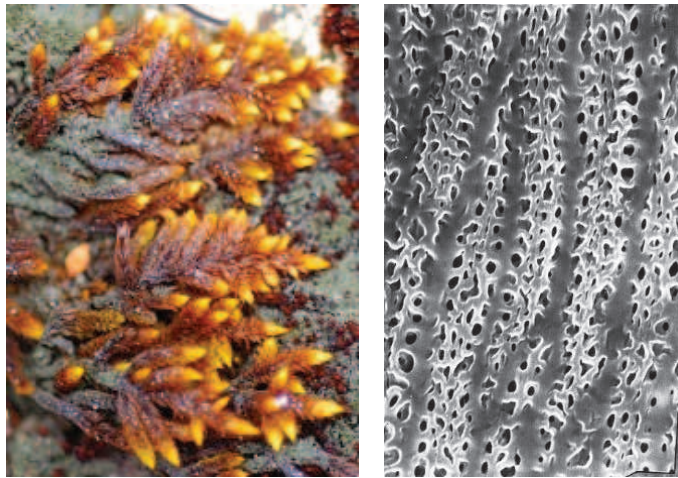


FIGURE 1.20 – *Racocarpus Purpurascens* : ce lichen australien doit faire face à un milieu très aride. Sa structure poreuse lui permet d'absorber et de conserver l'eau de l'air. (Image MEB tirée de [25]).

Ces milieux poreux naturels sont souvent d'une grande complexité [42]. Un système poreux simple se ramène à un seul pore : le cas d'un tube capillaire a été largement étudié.

Capillaire

En plaçant un tube capillaire de faible rayon interne (micrométrique) au contact d'un bain liquide, on pourrait s'attendre à ce qu'il ne se passe rien : il n'y a pas de raison évidente pour que le niveau de l'eau à l'équilibre bouge. Mais on observe figure 1.21 que si la surface est hydrophile $\theta < 90^\circ$, un front monte dans le tube. Ce phénomène, déjà décrit dans les carnets de Léonard de Vinci, a dû attendre plusieurs siècles avant d'être expliqué [43]. En 1638, Borelli observe que la hauteur finale du liquide est inversement proportionnelle au rayon du tube capillaire, et ce quel que soit l'angle d'inclinaison du tube [44]. Puis en 1708, Hauksbee réalise une série de 4 expériences systématiques décrivant la montée d'eau ou de spiritueux entre deux plaques de verre espacées par des morceaux

de papier [45]. Juste après, en 1717, Jurin confirme ces observations [46], puis enfin Laplace propose une explication par la pression [3].

Puisque les tubes ont un diamètre interne $2R$ très petit devant la longueur capillaire, le ménisque que l'eau forme à l'intérieur peut être modélisé par une portion de sphère de rayon $R/\cos\theta$ (avec θ l'angle de Young). La pression en haut de la colonne liquide, juste sous l'interface vaut donc $P_0 - \frac{2\gamma\cos\theta}{R}$ (où P_0 désigne la pression atmosphérique). Le bas de la colonne de hauteur h_∞ supporte le poids du liquide au-dessus : la pression qui y règne est d'origine hydrostatique. L'équilibre s'écrit donc :

$$\rho g h_\infty = \frac{2\gamma\cos\theta}{R}$$

On en déduit immédiatement la valeur de h_∞ , qui en effet est inversement proportionnelle au rayon du tube. Cette hauteur finale dépend aussi de l'angle de contact : dans des tubes hydrophiles, l'eau montera d'autant plus haut que θ est faible. En revanche, dans des tubes hydrophobes il ne peut pas y avoir de montée : le ménisque descend, ce qui n'est observable que si le tube est enfoncé dans le bain.

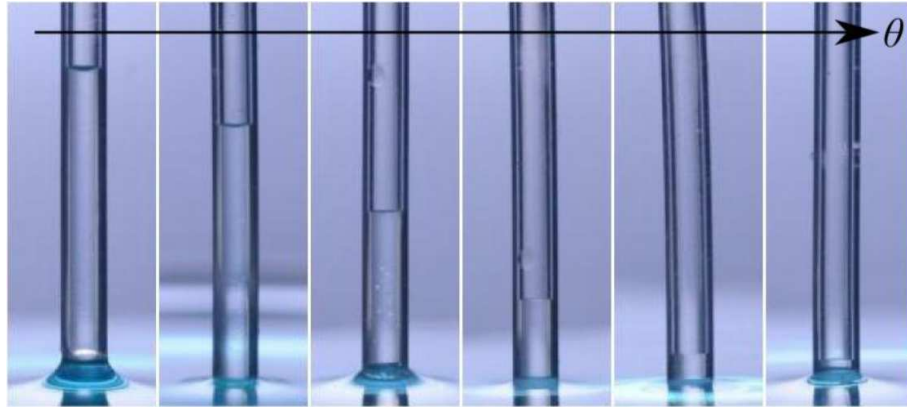


FIGURE 1.21 – Tubes capillaires de rayon identique. L'angle de contact croît vers la droite : le niveau de l'eau diminue. (Crédit : P. Raux [47]).

La dynamique de montée capillaire a dû attendre un siècle supplémentaire avant d'être décrite, par Bell et Cameron [48], puis Lucas [49] et Washburn [50] au début du XX^{ème}. Tant que la gravité peut être négligée (donc pour des hauteurs faibles devant h_∞), le gain en énergie de surface $r\gamma\cos\theta$ est équilibré par la dissipation visqueuse dans le tube $\frac{\eta V}{r}rh$. La vitesse de montée dans le tube V est la dérivée de la hauteur, donc après intégration de l'équation précédente, nous obtenons la loi de Lucas-Washburn :

$$h^2(t) \sim \frac{R\gamma\cos\theta}{\eta} t$$

Un court régime inertiel au début de l'ascension a pu être observé avec des méthodes plus modernes [51], et d'autres régimes où la gravité ou des surfactants interviennent ont été décrits récemment [52].

Conclusion

L'étude du mouillage d'une surface lisse nous a permis d'apprécier l'amplitude du changement qu'apportent les micro-textures : un objet peut se retrouver rapidement recouvert de liquide dans l'extrême superhydrophile, ou bien au contraire il peut rester protégé de toute invasion par l'eau dans le cas superhydrophobe. Il peut aussi être rendu perméable grâce à des cavités.

Une surface superhydrophobe repousse l'eau : elle peut être vue comme une surface sur laquelle l'air s'étale volontiers. Dans le chapitre sur l'aérophilie, nous verrons que des micro-textures hydrophobes permettent à des bulles d'air de disparaître, à l'instar des gouttes sur des surfaces mouillantes. De même, l'air peut envahir un capillaire si sa surface interne est traitée de façon convenable : un micro-creux traité par des micro-textures...

Ensuite, les pores micrométriques qui laissent passer l'air nous seront d'une grande utilité pour induire de la lévitation, et isoler objets solides comme liquides de leur support, comme décrit aux chapitres 3 et 4. Dans le cas de la lévitation d'une goutte, un revêtement superhydrophobe de la surface est même nécessaire.

Enfin, les micro-textures hydrophobes permettent de diminuer drastiquement l'adhésion de gouttes d'eau sur les surfaces, ce qui accroît leur mobilité : le chapitre 6 s'intéresse à contrôler leur vitesse.

Chapitre 2

Aérophilie

Sommaire

2.1	Volume d'une bulle	34
2.1.1	Création d'une bulle par un orifice immergé	34
2.1.2	Détachement de la bulle	35
2.2	Étalement de bulles	40
2.2.1	Approche	40
2.2.2	Contact et étalement	46
2.3	Capillaires	58
2.3.1	Angle de contact dynamique	58
2.3.2	Dépression capillaire	60
2.4	« Funambulles »	68
2.4.1	Description statique	68
2.4.2	Dynamique	70

Les expériences sur le volume des bulles ont été réalisées par Midori Isobe durant son stage de M1, en collaboration avec Philippe Bourrianne. Les expériences des bulles sur des fibres ont été réalisées par Matthias Pautard durant son stage de L3.

Nous avons vu au chapitre précédent que l'ajout de micro-textures sur une surface modifie radicalement le mouillage. Dans ce chapitre, nous nous intéressons au cas superhydrophobe, *i.e.* lorsque les micro-textures sont hydrophobes. L'eau cherche alors à minimiser son contact et à s'étaler le moins possible sur la surface, majoritairement recouverte d'air. On peut ainsi considérer ces surfaces comme « aérophiles ». C'est dans cette optique que nous avons réalisé les travaux présentés dans ce chapitre : nous avons étudié le « mouillage » de l'air sur une surface aérophile immergée. Les interfaces liquide – gaz sont donc inversées par rapport aux situations de mouillage classique. Si les phénomènes sont géométriquement semblables (goutte ou bulle, étalement sur une surface, montée ou dépression capillaire, mouvement sur un fil), les dynamiques sont très différentes. Au chapitre précédent, nous avons décrit ce qui se passe dans les cas de mouillage classique : cela nous permettra

d'apprécier l'ampleur des changements. La résistance au mouvement, majoritairement d'origine visqueuse pour les gouttes, devient quasi-exclusivement inertielle avec des bulles : la viscosité de l'air est si faible qu'elle est négligeable dans ces nouveaux systèmes, où les nombres de Reynolds sont élevés.

2.1 Volume d'une bulle

2.1.1 Création d'une bulle par un orifice immergé

Embout superhydrophobe de taille variable [53]

Nous essayons dans cette partie de contrôler le volume d'une bulle d'air dans de l'eau. Pour créer une bulle, il faut dégager de l'air à travers un orifice immergé. Nous utilisons la plupart du temps une seringue remplie d'air, dont l'aiguille est placée dans le bain. Le volume libéré augmente avec la taille et l'hydrophobie de l'embout. Guillaume Dupeux s'est intéressé dans sa thèse [53] à comprendre le volume d'une bulle d'air lâchée par un embout cylindrique superhydrophobe ; l'expérience est illustrée sur la figure 2.1(a). Dans ce cas, l'air s'étale d'abord sur la base supérieure du cylindre (traitée superhydrophobe), puis l'interface air – eau se courbe, permettant à la bulle de grossir jusqu'à se détacher. La photo 2.1(b) illustre la forme qu'une bulle adopte durant l'expérience.

La loi de Tate [54, 1] donne le volume d'une goutte pendante qui se détache d'un capillaire : de façon similaire, nous pouvons ici expliciter le volume Ω de la bulle qui décolle. Deux cas de figure ressortent de ces expériences, selon le diamètre D de l'embout. Lorsque celui-ci est étroit, la bulle d'air est accrochée sur les bords du cylindre. La force capillaire $F_\gamma = \pi D \gamma$ maintient la ligne de contact. Par ailleurs, la poussée d'Archimède $F_A = \Delta \rho \Omega g$ (avec $\Delta \rho \approx \rho$) tend à faire partir la bulle vers le haut. L'équilibre de ces deux forces mène à l'équation suivante, tracée sur la figure 2.1(c) et en bon accord avec les données expérimentales :

$$\Omega = \pi l_c^2 D \quad (2.1)$$

Le volume de la bulle qui se détache est donc dans un premier temps directement proportionnel au diamètre de l'embout superhydrophobe qui la crée. Dans un deuxième temps, la base de l'embout devient très large, plus large que l'étalement maximal de la bulle : le volume qui se détache sature, comme observé sur le graphe 2.1(c). Cette saturation s'explique grâce à l'instabilité de Rayleigh-Taylor [55]. Lorsque le film d'air atteint une taille critique, $D_c = 7,66 l_c$ [56], l'interface air – eau se déstabilise car la tension de surface n'est plus suffisante pour la maintenir plane. Ceci conduit à un diamètre d'étalement maximal $D_c = 20,7$ mm pour une bulle d'air dans l'eau, et un volume maximal $\Omega_c = 479$ μL . Cette valeur est en accord avec celle obtenue dans les expériences de Guillaume Dupeux : on observe au graphe 2.1(c) une saturation autour de 410 μL , indiquée par la ligne pointillée.

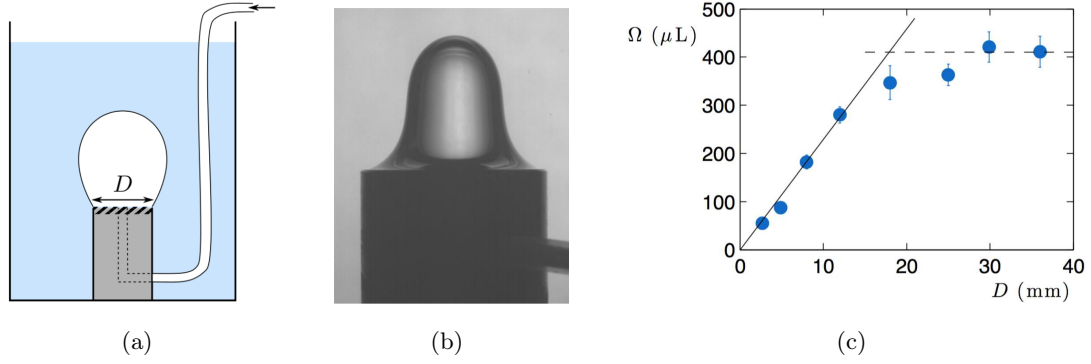


FIGURE 2.1 – (a) Schéma de l'expérience de Guillaume Dupeux : un cylindre de diamètre D est percé en son centre pour laisser passer l'air. La base supérieure (hachurée) est traitée superhydrophobe. (b) Bulle d'air créée sur un cylindre de 12 mm de diamètre. (c) Volume maximal Ω de la bulle qui se détache d'un cylindre superhydrophobe de diamètre D . La droite en trait plein représente l'équation 2.1 et la ligne pointillée indique $\Omega = 410 \mu\text{L}$. Toutes les illustrations sont tirées de la thèse de Guillaume Dupeux [53].

Angle de contact variable

Les expériences sur le volume des bulles présentées à partir d'ici ont été réalisées par Midori Isobe durant son stage de M1.

L'expérience précédente décrit donc les phénomènes liés à la taille de la base d'un embout superhydrophobe sur lequel la bulle s'appuie. Nous nous intéressons maintenant à ce qui se passe lorsque l'embout a une taille fixée (choisie infiniment large), mais l'angle de contact θ du liquide varie. Pour être infiniment large, l'embout est remplacé par une plaque de verre de dimension très grande par rapport à l'étalement maximal, qui est d'environ 2 cm, comme établi ci-dessus. L'orifice qui permet d'injecter l'air à travers la plaque est choisi petit, pour ne déranger la formation de la bulle dans aucun des cas considérés. La figure 2.2 décrit le montage expérimental de cette partie.

Les plaques de verre, d'épaisseur $160 \mu\text{m}$, de largeur 24 mm et de longueur 50 mm, sont percées en leur centre grâce à un cutter-laser. Le trou a une taille caractéristique de $50 \mu\text{m}$. La plaque est ensuite soumise à différents traitements chimiques, référencés au tableau 2.1, qui altèrent son mouillage. En collant 4 lamelles de verre verticales sur ses bords on réalise une petite cuve étanche ; un tuyau relié à une seringue remplie d'air est collé au niveau du trou. La cuve est remplie d'eau distillée à une hauteur d'environ 1,5 cm (un paramètre gardé constant dans les expériences).

Dans la cuve, lorsque la bulle grandit, elle adopte un angle d'avancée noté α qui correspond à l'angle de reculée de l'eau sur cette surface, $\theta_R = \pi - \alpha$.

2.1.2 Détachement de la bulle

Expériences

Les cuves sont en verre et leurs parois sont transparentes : en filmant de côté, on peut suivre l'évolution d'une bulle depuis son apparition jusqu'à son détachement. L'air est injecté avec un débit

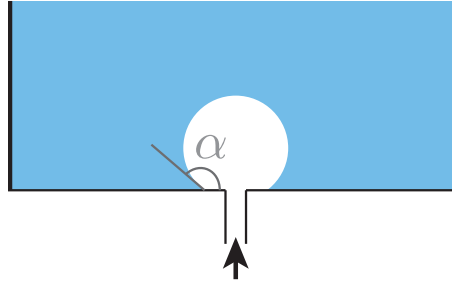


FIGURE 2.2 – Un petit trou percé dans une plaque de verre permet d’y faire passer de l’air (flèche noire). La surface de la plaque est traitée chimiquement de diverses façons pour faire varier l’angle de contact θ . Cette plaque est ensuite immergée : souffler dans le trou crée une bulle, d’angle de contact $\alpha = \pi - \theta$.

Traitement	θ_A (°)	$\theta_R = \alpha$ (°)
Verre propre	27	3
(3-Glycidyloxypropyl)triméthoxysilane	55	38
3-(Triméthoxysilyl)propyl méthacrylate	72	56
Chlorotriméthylsilane	82	38
Trichloro(1H,1H,2H,2H-perfluorooctyl)silane	113	91
Dichlorométhylsilane	106	92
Ultra Ever Dry	163	162

TABLE 2.1 – Nom complet du traitement utilisé pour changer le mouillage de la plaque de verre, angle d’avancée et de reculée de l’eau après traitement.

constant à travers l’orifice, de l’ordre de quelques mL/h. La figure 2.3 illustre deux bulles, l’une dans la limite hydrophile et l’autre dans la limite superhydrophobe.

La plus hydrophile de nos surfaces est le verre propre (voir table 2.1). L’air ne s’y étale presque pas : l’angle d’avancée α vaut 177° . On remarque en effet sur la figure 2.3(a) que la bulle garde une forme très sphérique, et que sa base ne touche que très peu la surface. Elle grossit en gardant cette forme de globule, puis se détache lorsque la poussée d’Archimède surpasse les forces capillaires qui retiennent la bulle sur la surface. Comme la surface est hydrophile, la bulle est peu maintenue par la capillarité et décolle rapidement : son volume final Ω est d’environ $7 \mu\text{L}$.

Dans le cas superhydrophobe au contraire, l’air s’étale beaucoup, comme souligné dans les expériences de Guillaume Dupeux, présentées au paragraphe précédent [53]. On observe à la figure 2.3(b) que le rayon de contact d’une bulle dans cette nouvelle situation est beaucoup plus grand que dans le cas hydrophile, de l’ordre du centimètre. De même, la hauteur de la bulle à son étalement maximal est plus élevée, allant jusqu’à une valeur de 6 mm. Lorsque le volume injecté atteint une valeur critique, environ $260 \mu\text{L}$ dans ces expériences, la bulle finit par se détacher. On vérifie expérimentalement que le volume final d’une bulle créée sur une surface superhydrophobe ne dépend pas du débit de l’injection, lorsque celui-ci est varié entre 0,1 et 20 mL/h.

Les traitements signalés au tableau 2.1 permettent d’obtenir des valeurs d’angle de contact

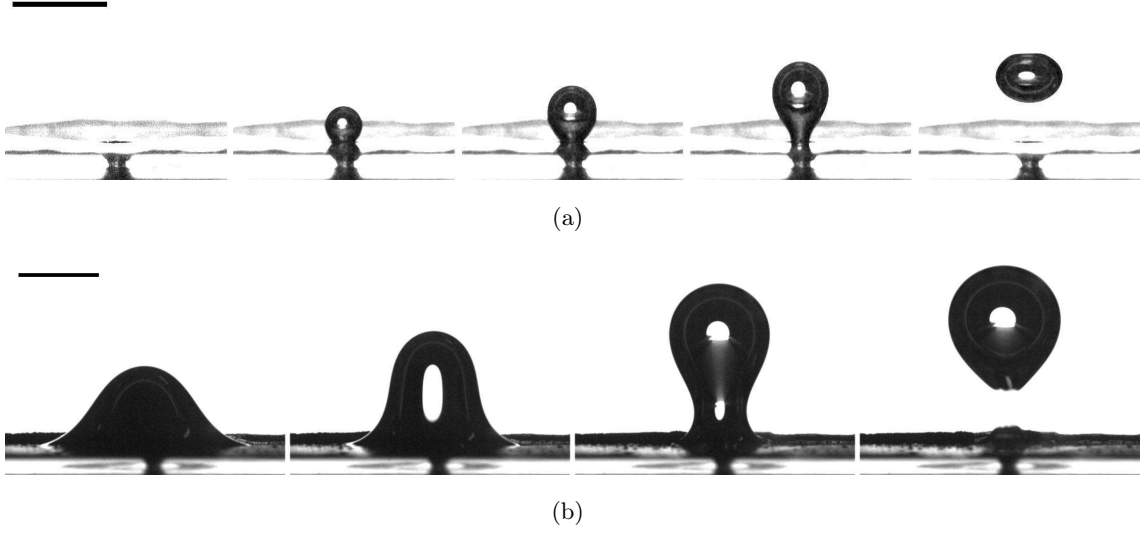


FIGURE 2.3 – Images successives d’une bulle qui se détache **(a)** d’une surface hydrophile (verre propre). La première image montre la surface avant injection d’air et le trou a un diamètre d’environ 100 μm . Le volume qui se détache vaut 7 μL . **(b)** d’une surface superhydrophobe. Le volume qui se détache vaut maintenant 260 μL . La même surface a été utilisée dans ces deux illustrations, mais un traitement à l’Ultra Ever Dry a été réalisé avant l’expérience (b). Les barres d’échelle indiquent 5 mm.

intermédiaires. Dans chacun des cas, l’expérience est répétée au moins 5 fois. Le volume Ω est extrapolé de la taille de la bulle durant son ascension. Les résultats sont présentés sur le graphe 2.4, par les points rouges. Le volume des bulles qui se détachent est une fonction non-linéaire et croissante de l’angle de contact.

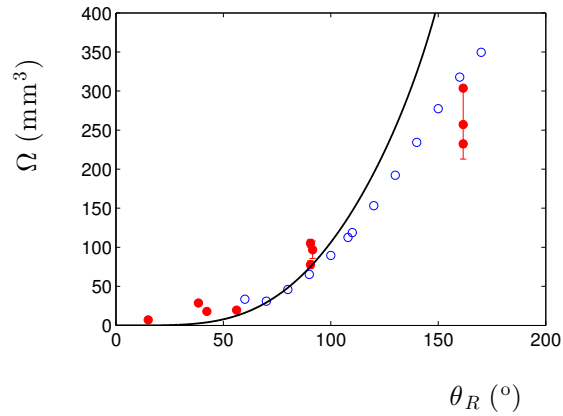


FIGURE 2.4 – Volume d’une bulle qui se détache d’un orifice percé dans un plan horizontal infini, immergé dans l’eau, et dont l’angle de contact est varié. Les résultats expérimentaux sont représentés par les points pleins rouges. Les cercles bleus sont les simulations issues de *et al.* [57]. La ligne noire montre l’équation 2.2.

Gerlach *et al.* en 2005 [57] ont réalisé une étude similaire sur le volume des bulles créées par des orifices immergés, où le manque de données expérimentales à angle de contact élevé est compensé

par des simulations numériques. Ces résultats (cercles bleus) sont présentés conjointement à nos résultats expérimentaux (points rouges) sur la figure 2.4, et montrent un bon accord. Nos valeurs expérimentales dans le cas superhydrophobe sont légèrement plus basses que les prédictions des simulations, cependant on observe une grande variabilité du volume mesuré. Chaque point est la moyenne de plusieurs expériences dans une même cuve et les résultats correspondent à des expériences réalisées dans plusieurs cuves. La sous-estimation expérimentale du volume Ω peut provenir d'un léger manque de reproductibilité d'une expérience à l'autre, en fonction de la qualité du traitement par exemple, mais aussi de la façon dont nous mesurons le volume. Lorsque la bulle est petite, elle est peu déformée et la détermination de sa taille se fait aisément, tandis que lorsqu'elle grossit, elle se déforme et oscille beaucoup. Ceci introduit une incertitude supplémentaire, perceptible dans nos résultats.

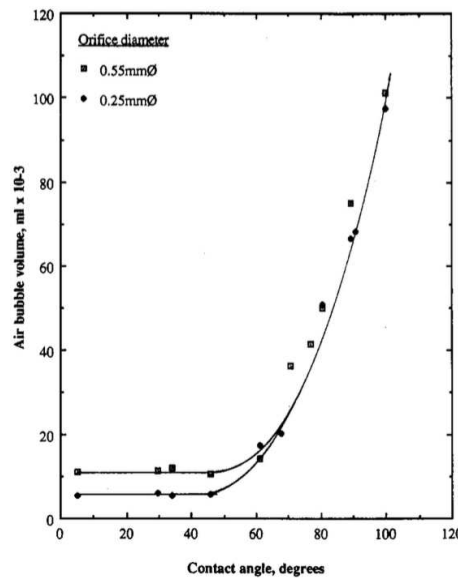


FIGURE 2.5 – Influence de l'angle de contact sur le volume d'une bulle pour deux tailles d'orifice, de diamètre 0,25 (points) et 0,55 mm (carrés), à faible débit volumique. Graphique tiré de [58].

Une autre étude similaire, expérimentale, a été menée en 1994 par Lin *et al.* [58]. Leurs résultats confirment que le volume d'une bulle est indépendant du débit volumique d'air. Ils observent de façon similaire une augmentation du volume dégagé avec l'angle de contact ; cependant leurs expériences, présentées sur la figure 2.5, s'arrêtent vers 100°. Une légère dépendance du volume de la bulle en fonction du diamètre de l'orifice est soulignée, dans le cas hydrophile ($\theta_R < 50^\circ$). Les diamètres des orifices valent 0,25 et 0,55 mm : ils sont plus grands que les nôtres. Lorsque l'angle de contact est élevé (substrat hydrophobe), la bulle s'étale largement et la taille de l'orifice ne joue pas de rôle, puisque le film d'air s'est propagé bien au-delà. En revanche, lorsque le substrat est hydrophile, l'air s'étale peu. La bulle est ancrée sur les bords de l'orifice jusqu'à ce qu'un angle de contact suffisamment élevé lui permette de s'étaler plus loin. Le volume mesuré sature donc, dans le régime hydrophile, à la taille de bulle imposée par le diamètre de l'orifice (voir figure 2.5). Puisque nos orifices sont plus

petits que ceux présentés dans ce papier, nous nous attendons à ce que l'angle de contact à partir duquel le volume Ω sature, fixé par la taille du trou, soit plus faible que 50° .

Modèle

Nous pouvons essayer d'expliquer les résultats expérimentaux en comparant la force d'adhésion d'une bulle sur la surface à la poussée d'Archimède qui tend à la faire décoller. L'angle de contact de la bulle est noté α , son rayon de contact R , et son rayon de courbure R' , comme l'illustre la figure 2.6.

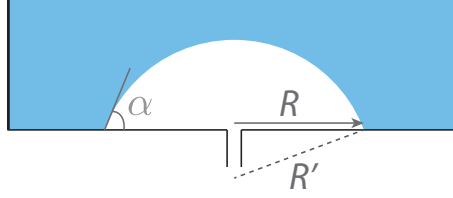


FIGURE 2.6 – Bulle d'air qui s'étale avec un angle d'avancée $\alpha = \pi - \theta_R$, où θ_R est l'angle de reculée de l'eau. Elle a un rayon de contact R et un rayon de courbure R' .

L'énergie d'adhésion E_A vaut $\pi R^2[(\gamma_{SL} - \gamma_{SV}) + \gamma]$. La condition de Young sur l'angle de contact de la bulle, $\cos \alpha = \frac{\gamma_{SL} - \gamma_{SV}}{\gamma}$ nous permet d'exprimer l'énergie en fonction de l'angle $\theta = \pi - \alpha$ formé par l'eau sur la surface : $E_A = \gamma \pi R^2(1 - \cos \theta)$. Ceci conduit à la force d'adhésion suivante :

$$F_A = \gamma \pi R (1 - \cos \theta)$$

Par ailleurs, la bulle est soumise à la poussée d'Archimède, $F = \rho g \Omega$. Il nous faut exprimer le volume Ω en fonction du rayon de contact R . On assimile Ω à une portion de sphère de rayon R' , intersectée par un plan horizontal avec lequel elle forme un angle α : $\Omega = \frac{\pi}{3} R'^3 (1 - \cos \alpha)^2 (2 + \cos \alpha)$. Le rayon de courbure s'exprime en fonction du rayon de contact $R' = R / \sin \alpha$. Nous en déduisons le volume de la bulle, en fonction des paramètres géométriques du problème :

$$\Omega = \frac{\pi}{3} \frac{R^3 (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta)}{\sin^3 \theta}$$

Cette formule nous sert à exprimer le rayon R dans la force d'adhésion F_A . En équilibrant les deux forces antagonistes, F et F_A , nous aboutissons à l'expression du volume critique :

$$\Omega_c = l_c^3 \sqrt{3} \pi \frac{(1 - \cos \theta)^{2/3} \sin^{2/3} \theta}{(1 + \cos \theta)(2 - \cos \theta)^{1/2}} \quad (2.2)$$

Cette équation est tracée sur la figure 2.4 par la ligne noire. Elle décrit bien les valeurs expérimentales (et celles théoriques de Gerlach) jusqu'à $\theta_R \approx 100^\circ$. En effet, cette formule estime le volume par une portion de sphère. Tant que la surface est hydrophile, la bulle garde une forme de globule sphérique et donc l'équation 2.2 décrit très bien les données. Au-delà, la forme diffère d'une

simple portion de sphère, comme le montre l'image de l'expérience sur une surface superhydrophobe à la figure 2.3(b) : la bulle est beaucoup plus aplatie sur les bords, et présente une courbure inversée. Considérer une portion de sphère pour estimer le volume sur-évalue donc la quantité d'air emprisonnée, ce que nous remarquons sur le graphe 2.4. Cette équation diverge même lorsque θ_R tend vers 180° . Elle prédit une augmentation considérable du volume de la bulle dans l'extrême superhydrophobe, qui est en effet observée, mais la poussée d'Archimède intervient en pratique plus tôt et pousse la bulle à décoller.

La forme que la bulle adopte sur une surface superhydrophobe rappelle celle d'une goutte pendante formée sous un plan mouillant, horizontal et d'extension infinie. Un film d'eau d'épaisseur constante sous une surface horizontale se déstabilise spontanément en un ensemble de gouttes régulièrement espacées : il s'agit de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. La longueur d'onde qui se développe est $\lambda = 2\pi\sqrt{2}l_c \approx 24$ mm dans le cas de l'eau. Ceci confirme que l'extension maximale d'une bulle dans le cas superhydrophobe est d'environ 1 cm de rayon.

Nous avons souligné que la forme prise par une bulle sur une surface aérophile est loin d'être triviale. Boucher et Evans ont présenté en 1975 des estimations numériques du volume, de la hauteur et du rayon d'étalement d'une goutte pendante depuis un orifice ou un plan infini [59]. D'après leur étude, le volume maximal qui peut être supporté lorsque le liquide mouille complètement un plan est $377 \mu\text{L}$, une valeur qui correspond bien à nos résultats expérimentaux. La hauteur correspondante est 5,8 mm, et le rayon d'étalement 8,72 mm. Il suffit donc que le support dans lequel est percé le trou soit plus large que 8,72 mm de rayon pour observer l'étalement complet de la bulle. Ces valeurs sont aussi en accord avec les données présentées au début du chapitre, au graphe 2.1(c), bien qu'elles sous-estiment alors légèrement les résultats expérimentaux. Les estimations théoriques du volume maximal d'une goutte ou d'une bulle sur des surfaces mouillantes varient d'environ $100 \mu\text{L}$ selon la méthode de calcul utilisée, ce qui souligne la forme compliquée de l'objet.

Le point le plus intéressant dans ces expériences reste que le volume d'une bulle est 40 fois supérieur lorsque la surface support est superhydrophobe que lorsqu'elle est hydrophile.

2.2 Étalement de bulles

Nous venons d'étudier la formation de bulles, échappées d'un orifice percé dans un plan. Nous nous intéressons maintenant à l'évolution d'une bulle millimétrique, dont l'ascension est interrompue par un obstacle, par exemple une petite plaque horizontale dont le traitement de surface peut, de nouveau, varier.

2.2.1 Approche

Nous commençons par décrire les événements qui précèdent le contact de la bulle avec la surface. Tout d'abord la bulle se détache de l'embout et s'élève : elle accélère et, si la distance à parcourir est

suffisamment grande, elle atteint une vitesse terminale. À la fin de son ascension, la bulle rencontre la plaque. Nous varions expérimentalement la vitesse d'impact de la bulle sur l'obstacle en jouant sur la profondeur de l'aiguille : nous ne sommes pas toujours en vitesse terminale dans les expériences. Pour nos bulles, de rayon $R \approx 1$ mm, la vitesse terminale est autour de 33 cm/s [60, 61], et la plupart de nos expériences se situent à 25 cm/s.

Rebonds : force de drainage

Le plus souvent, une bulle qui approche une interface liquide – solide ou bien liquide – air rebondit [62, 63], à cause du temps nécessaire pour drainer le liquide [64]. La figure 2.7 illustre ce phénomène, contre une plaque horizontale : c'est une observation récurrente dans nos expériences, mais pas systématique comme nous le verrons plus loin.

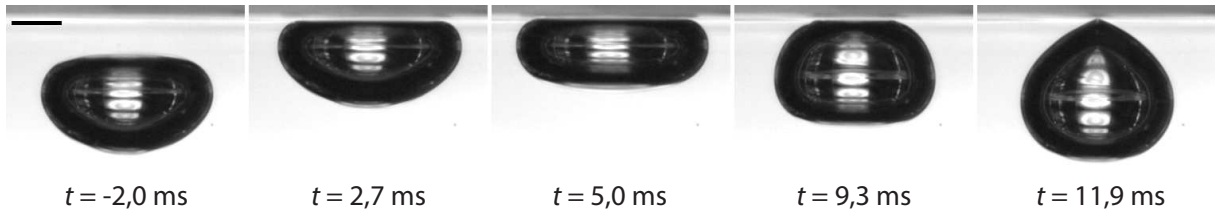


FIGURE 2.7 – Bulle de rayon $R = 1,45$ mm avec une vitesse d'impact $V = 208$ mm/s rebondissant sur une plaque aérofile en 11,9 ms. On observe un mince film d'eau entre la bulle et la plaque. La barre d'échelle indique 1 mm.

La bulle approche de la surface, s'étale en s'aplatissant puis se rétracte, et finit par rebondir. Ici, le phénomène dure environ 12 ms. L'étude de ce temps fait l'objet du paragraphe suivant ; ici nous nous intéressons à comprendre pourquoi une bulle peut rebondir.

Manica *et al.* ont élaboré en 2015 un modèle qui explique le rebond d'une bulle sur une surface solide [61]. Pour cela, quatre forces sont prises en compte pour décrire le mouvement : la poussée d'Archimède F_A et une force de friction F_D [60], mais aussi la force F_M créée par la masse ajoutée liée au mouvement de la bulle, et enfin une force F_F liée au drainage du film d'eau qui sépare la bulle de la plaque.

En utilisant la 2^e loi de Newton, appliquée à une bulle de rayon R et de vitesse V , on aboutit à une équation différentielle qui se résout numériquement [61] :

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho C_m \frac{dV}{dt} = F_A + F_D + F_M + F_F \quad (2.3)$$

où C_m est le coefficient de masse ajoutée. La valeur de ce coefficient pour une bulle sphérique dans un domaine infini est 1/2, mais pour un ellipsoïde, C_m dépend du rapport d'aspect [65], et change en fonction de la distance d de la bulle à la surface [66].

Cette équation donne accès à la dynamique théorique du rebond : le graphe 2.8(a) présente la vitesse d'une bulle qui rebondit sur une surface de Téflon, lorsqu'elle est lâchée à proximité de la surface (environ 3 mm, ce qui est la plus petite distance que nous avons utilisée expérimentalement) : la comparaison entre des mesures expérimentales [67] et cette approche numérique est satisfaisante.

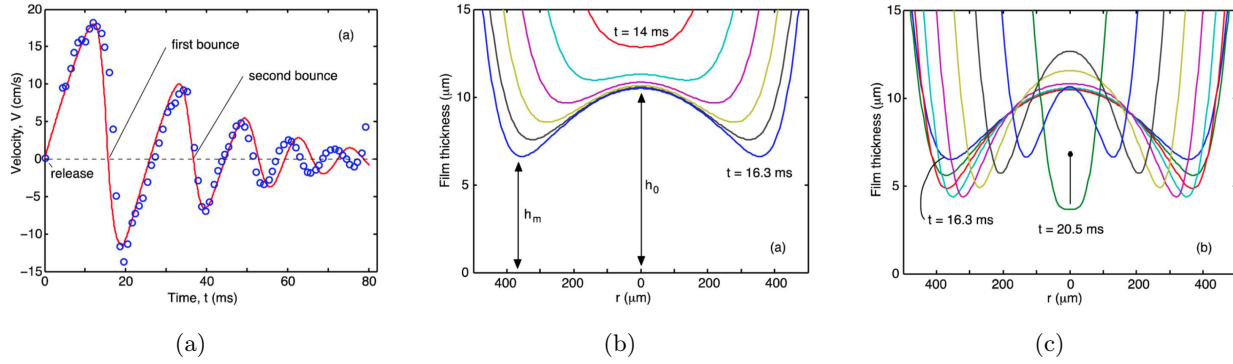


FIGURE 2.8 – (a) Vitesse V d’une bulle de rayon $R = 0,74$ mm, lâchée à 3 mm d’une surface de Téflon. Les cercles sont des résultats expérimentaux tirés de [67], et la ligne rouge le modèle proposé par l’équation 2.3. (b) Épaisseur du film d’eau durant son drainage par la bulle, entre $t = 14 - 16,3$ ms, correspondant à la phase d’approche, (c) entre $t = 16,3 - 20,5$ ms, correspondant à la phase de rétraction. Graphiques tirés de [61].

Les graphes 2.8(b) et 2.8(c) montrent le profil du film d’eau donné par la résolution de l’équation 2.3. Sur ces graphes, la surface solide est en bas et la bulle au-dessus : ils sont inversés par rapport à la situation réelle. Les phases d’approche (graphe 2.8(b)) de la bulle puis de sa rétraction (graphe 2.8(c)) y sont illustrées. Les prévisions d’épaisseur de Manica *et al.*, de 5 à 10 μm , sous-évaluent légèrement nos résultats expérimentaux comme nous le verrons plus loin, mais les auteurs reconnaissent que leurs estimations sont plus faibles que de nombreux autres résultats expérimentaux. Les échelles de temps ne sont pas les mêmes que celles des photos 2.7, mais la taille de bulle est différente, et la vitesse d’impact aussi.

On remarque sur ces graphes l’apparition d’un bourrelet : la hauteur minimale h_m se trouve en périphérie de la bulle, et elle est plus faible que l’épaisseur h_0 du film au centre, d’environ 30%. Lors de la phase de rétraction de la bulle, figure 2.8(c), les courbes montrent la disparition du bourrelet et l’éloignement progressif de la bulle (lignes rose, jaune, noire puis bleue), sauf au dernier moment (ligne verte, la plus au centre, à $t = 20,5$ ms). Un effet de suction apparaît : cette courbe verte décrit une épaisseur du film soudainement plus faible au centre que les autres. Dans le cas de la coalescence de deux gouttes, cet effet a été estimé responsable de contacts parfois prématurés [68, 69]. Pour les bulles, la dernière image de la figure 2.7 illustre ce brusque rapprochement. Ceci peut avoir pour conséquence la rupture du film d’eau, et l’établissement du contact lorsque la bulle est en phase de descente. Sur une plaque aérophile, le contact conduit à l’étalement de la bulle, comme nous allons le décrire par la suite. Néanmoins, le fait que la bulle ait une dynamique de rebond vers le bas modifie considérablement l’étalement, et nous ne nous placerons jamais dans ce cas.

Temps de rebond

Lorsque la bulle rebondit sur la plaque, elle passe un certain temps à sa proximité, et nous mesurons ce temps, τ . Il n’y a pas à proprement parler réellement contact, c’est pourquoi nous désignons le temps où la bulle est très aplatie à proximité de la plaque par « temps de rebond ». Le phénomène

est illustré à la figure 2.7 ; on voit qu'un mince film d'eau sépare en permanence la bulle de la plaque.

Dans certaines expériences, la bulle rebondit plusieurs fois avant d'entrer en contact avec la plaque. Les chocs sont mous, et dans cette série d'impacts, la vitesse de la bulle décroît à chaque étape. Comme nous l'avons décrit auparavant, la vitesse d'arrivée de la bulle est limitée par la friction de l'eau, et dans nos expériences nous ne dépassons pas les 25 cm/s.

Le graphe 2.9(a) présente le temps de rebond τ en fonction de la vitesse d'impact V . Les points rouges présentent les données obtenues lors de rebonds sur une surface hydrophile, et les points noirs, les données sur des surfaces aérophiles immergées. Les disques correspondent à des bulles de rayon $R = 1,39 \pm 0,1$ mm, alors que les étoiles correspondent à des bulles de rayon très légèrement supérieur, $1,45 \pm 0,1$ mm. Ce graphe ne présente le temps de rebond que de 3 bulles différentes. Lors de chacune des expériences choisies, la bulle a rebondi un grand nombre de fois. Si les derniers rebonds sont inexploitable car la vitesse est trop faible et la bulle ne re-décolle plus de la plaque, les 4 premiers rebonds sont analysables.

Le traitement de la plaque, hydrophile ou aérophile, ne joue pas de rôle sur la durée du rebond. Le comportement de l'eau à proximité de ces plaques est pourtant différent : dans le cas hydrophile l'eau adhère à la surface alors qu'une plaque aérophile est recouverte d'un mince film d'air. L'eau peut alors glisser à la surface du solide. On aurait donc pu s'attendre à un comportement différent lors du rebond, mais il apparaît que la qualité de la surface ne joue pas de rôle. En effet, c'est sur le film de lubrification, mis sous pression par la bulle elle-même, qu'a lieu le rebond [61].

En revanche le temps de rebond τ varie notablement avec la vitesse. Pour une même bulle (de rayon R constant) dont la vitesse diminue d'impact en impact d'un facteur 10, nous observons une augmentation de τ d'un facteur 2. Dans le cas du rebond d'une goutte sur une surface superhydrophobe, il y a contact avec la surface lors du rebond. Le temps de contact est constant et vaut $\tau_{goutte} \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ lorsque la vitesse d'impact est supérieure à $V_0 = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R_0}} \approx 0,23$ m/s [40, 70]. Pour $V < V_0$, on observe une croissance du temps de contact τ lorsque la vitesse d'impact V décroît [71].

F. Chevy *et al.* ont proposé en 2012 un modèle expliquant l'augmentation du temps de contact à faible vitesse d'impact [70]. Les gouttes sont considérées comme des ressorts non-linéaires dont la raideur décroît logarithmiquement avec la déformation. Dans le cas d'une bulle, la masse à considérer est celle du liquide déplacé lors du mouvement, $\rho\Omega$. On considère que le modèle établi pour des gouttes à faible vitesse d'impact est applicable à notre cas, puisque la vitesse d'ascension des bulles ne dépasse jamais 0,25 m/s. Nous superposons à la figure 2.9(b) nos résultats (en vert), aux données expérimentales d'Okumura *et al.* (en bleu et rouge) [71] et théoriques (lignes pleines et pointillées), normalisés par $\omega_0 = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3}}$ et $V_0 = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}$ [70]. Le parallèle que nous venons de faire entre ces deux situations de rebond permet de décrire de façon très satisfaisante l'évolution du temps de rebond d'une bulle.

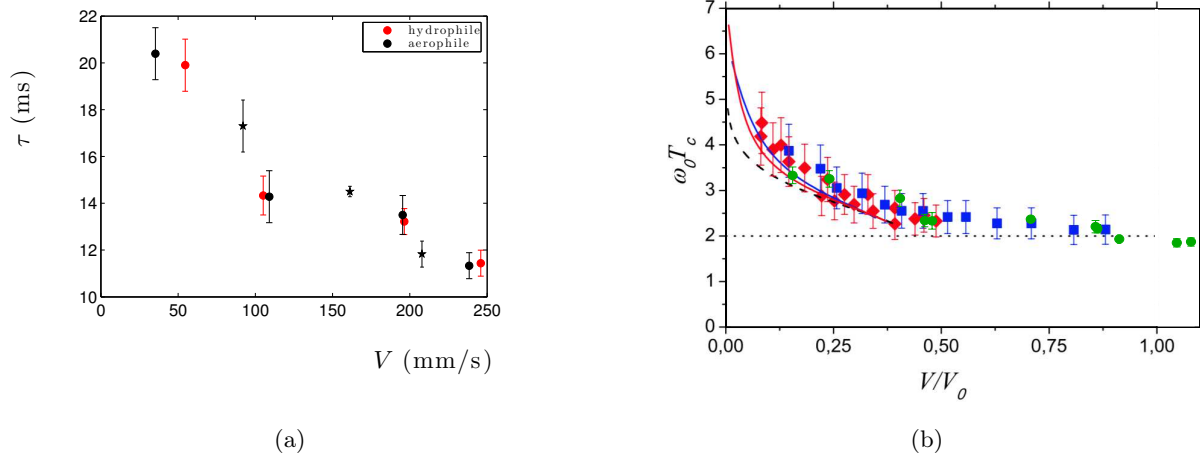


FIGURE 2.9 – (a) Temps de rebond τ d’une bulle en fonction de sa vitesse d’impact V sur des surfaces hydrophiles (en rouge) ou aérophiles (en noir). Les disques représentent des expériences avec des bulles de rayon $R = 1,39 \pm 0,1$ mm et les étoiles un rayon $1,45 \pm 0,1$ mm. Il s’agit de 3 bulles différentes, qui rebondissent plusieurs fois sur la surface, et dont la vitesse chaque fois diminue. (b) Temps de rebond des mêmes bulles (en vert) normalisé par $1/\omega_0 = \sqrt{\rho R^3/\gamma}$, en fonction de la vitesse d’impact normalisée par $V_0 = \sqrt{\gamma/\rho R}$. Les losanges rouges montrent les temps de contact de gouttes d’eau de rayon 0,6 mm, les carrés bleus des gouttes de 0,4 mm, issues de [71]. La ligne pointillée noire montre la prédiction de [70] sans la gravité, et les lignes rouge et bleue montrent cette loi en prenant en compte la gravité, pour des gouttes de 0,6 et 0,4 mm.

Pour compléter cette étude, il serait intéressant d’étudier de façon plus systématique le temps de rebond de bulles, de préférence sur des surfaces hydrophiles : elles conduisent aux mêmes résultats que les surfaces aérophiles, mais sans risque d’étalement. La comparaison avec le rebond de gouttes sur des surfaces superhydrophobes donne l’idée d’étudier, à vitesse constante, l’influence du rayon R de la bulle sur τ . Comme n’importe quelle surface suffit pour observer un rebond, nous pourrions utiliser d’autres liquides, et tester les dépendances en γ des lois établies. Cela n’est pas possible dans le cas de gouttes sur surfaces superhydrophobes. Établir un parallèle entre ces deux systèmes permettrait de confirmer grâce aux bulles la dépendance du rebond des gouttes vis-à-vis de leur tension de surface.

Rebond sur une surface aérophile

Surface aérophile

Le cas auquel nous allons nous intéresser plus particulièrement par la suite est celui où l’air « mouille » la plaque aérophile. Pour cela, on utilise du Glaco, décrit au chapitre précédent et dont la rugosité est illustrée à la figure 2.10.

Les solides avec lesquels nous réalisons les expériences sont toujours recouverts d’une mince couche d’air [72, 73], à cause de leur aérophilie. Si le solide est introduit dans le bain à la vitesse V , la loi de Landau-Levich prédit une épaisseur ϵ du film d’air entraîné telle que $\epsilon \approx l_c(\eta_a V/\gamma)^{2/3}$, où

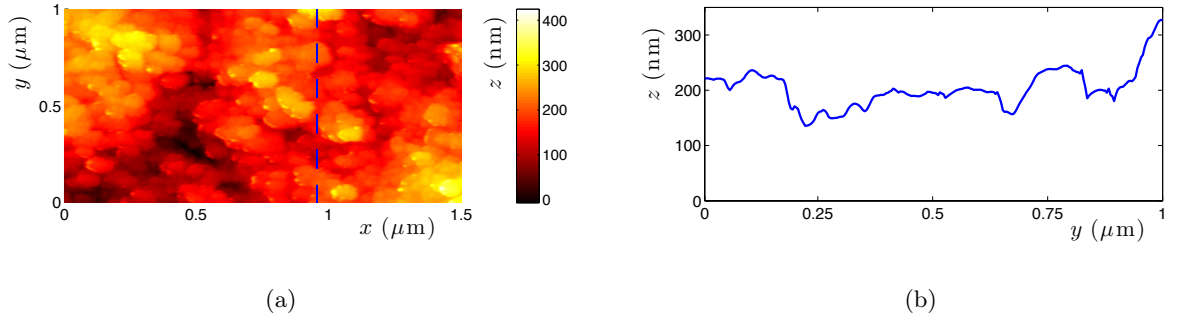


FIGURE 2.10 – (a) Image au microscope à force atomique (AFM) dans le plan (x, y) de la plaque traitée au Glaco, montrant les textures nanométriques. (b) Profil AFM le long de la ligne pointillée en (a) : la variation typique de la hauteur est $\Delta z \approx 100$ nm.

η_a est la viscosité de l'air. Dans notre cas, la vitesse d'immersion de la plaque est environ 10 mm/s, ce qui conduit à une épaisseur $\epsilon \approx 100$ nm. Nous observons à la figure 2.10 qu'il s'agit justement de la taille typique Δz des rugosités de la surface : l'air remplit les cavités. L'étude du mouillage de surfaces rugueuses par l'eau – *i.e.* la situation duale à celle présentée ici – prédit que si nous introduisons la plaque plus lentement, alors l'épaisseur ϵ du film d'air sature à cette valeur Δz [74]. La caractérisation de l'épaisseur d'un film d'air emporté par une surface aérophile fait l'objet d'une des parties de la thèse de Martin Coux, lors du stage d'Adrien Mathis.

Rebonds

Une fois que la plaque est immergée, une bulle de rayon R s'en approche à une distance $d(t)$, comme schématisé sur la figure 2.11(a) et illustré sur les figures 2.12(a,b). Comme nous venons de le rappeler, une bulle en général rebondit lorsqu'elle arrive à proximité d'un obstacle : ceci est aussi vérifié sur une plaque aérophile sur la figure 2.12(a). Nous avons discuté le rebond en observant 100 bulles approcher de surfaces hydrophiles, hydrophobes et aérophiles (figure 2.12(c)) : il est systématique dans les deux premiers cas, mais la probabilité qu'une bulle rebondisse sur une surface aérophile tombe à 40%. Dans ce dernier cas, l'eau est séparée du solide par un film d'air. L'eau peut donc glisser plus rapidement lors de l'approche de la bulle que si la plaque était hydrophile ou hydrophobe, et donc être évacuée plus vite que le temps nécessaire au rebond : la plaque aérophile et la bulle entrent alors en contact. Dans ce cas, deux « réservoirs » d'air se trouvent connectés : ils vont tendre à se rassembler, et la bulle s'étale. Elle est alors décrite par son rayon de contact $r(t)$ et sa hauteur $h(t)$, comme indiqué sur le schéma 2.11(b).

La probabilité qu'une bulle rebondisse dépend de sa taille et de sa vitesse d'impact [75] : les bulles grosses ou rapides (donc d'énergie cinétique élevée) se déforment plus facilement lors de la collision. Ceci a pour conséquence que le film d'eau qui sépare la bulle de la surface a un diamètre plus grand : le temps nécessaire au drainage est plus long, et les bulles rebondissent plus.

On remarque aussi sur la figure 2.12(d) que les chocs sont mous, et que la bulle dissipe beaucoup

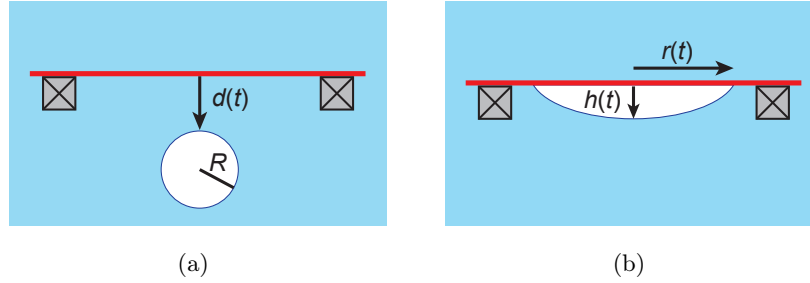


FIGURE 2.11 – Montage expérimental. **(a)** Une bulle d'air de rayon R s'approche à une distance d d'une plaque horizontale aérophile (en rouge) immergée dans l'eau et recouverte d'un film d'air. **(b)** Après que le contact est établi, la bulle s'étale sur la surface et on la décrit par son rayon $r(t)$ et sa hauteur $h(t)$.

d'énergie. En effet, elle rebondit de moins en moins bas, ce qui a pour conséquence que sa vitesse est amoindrie à chaque nouvel impact. En-dessous d'une certaine vitesse, la bulle ne décolle plus de la plaque, mais oscille seulement ; elle peut rester stable pendant un certain temps dans cette position, comme l'indique la fin de la courbe bleue, très plate sur les dernières 50 ms avant le contact.

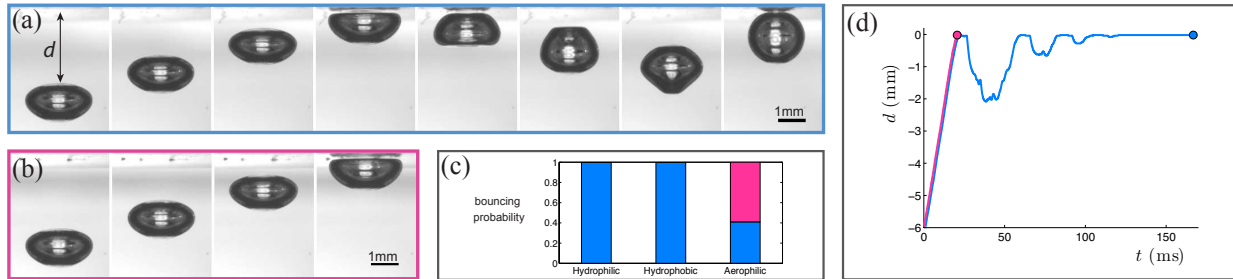


FIGURE 2.12 – Dynamique d'une bulle de rayon $R = 1$ mm avant qu'elle n'entre en contact avec une plaque aérophile. La bulle soit **(a)** rebondit à la surface, soit **(b)** crée directement un contact. Les images sont séparées de 3,1 ms, et la dernière image montre la bulle juste avant le début du contact (différé en (a) à cause des rebonds). **(c)** Probabilité de rebond selon le traitement de la surface : hydrophile, hydrophobe ou aérophile. **(d)** Position du sommet de la bulle d en fonction du temps : les courbes bleues et roses représentent respectivement les cas où la bulle rebondit et où elle entre sans délai en contact avec la surface. Les points pleins indiquent le moment où le contact a lieu.

2.2.2 Contact et étalement

Le cas d'une goutte qui arrive à proximité d'une surface mouillante et s'y étale est désormais bien connu, et ce phénomène a été décrit au chapitre précédent. Des expériences récentes, réalisées par Wang *et al.* en 2009, décrivent l'impact d'une bulle sur une feuille de lotus immergée. Il s'agit de la situation inversée à celle des gouttes : le lotus est connu pour repousser l'eau, donc pour être aérophile. Si une goutte visqueuse atteint des échelles centimétriques en un temps caractéristique de plusieurs minutes à plusieurs heures (voir chapitre précédent), Wang *et al.* ont observé qu'une bulle disparaît à la surface du lotus en un temps de l'ordre de 10 ms [76]. Le but de cette partie est de

décrire la dynamique de la disparition de la bulle, et de comprendre pourquoi ce phénomène est si rapide.

Comme nous venons de le décrire, lorsqu'une bulle arrive près d'une plaque aérophile, elle peut ne pas rebondir. Alors le contact s'établit lorsque la bulle est toujours sous forme dynamique : elle est aplatie, comme visible sur la figure 2.13(a). En revanche, si la bulle a rebondi, elle a pu se stabiliser et adopter sa forme de repos, sphérique, illustrée à la figure 2.13(b).



FIGURE 2.13 – Formes de bulles juste avant que le contact ne soit établi avec la plaque **(a)** sans rebond, **(b)** après de nombreux rebonds. Les deux bulles ont un rayon $R \approx 1$ mm.

Nous nous intéressons dans un premier temps aux bulles qui ne rebondissent pas (bulle 2.13(a)), et qui entrent en contact avec la plaque alors qu'elles sont aplaties.

Bulles plates

L'étalement d'une bulle est observé de profil et filmé avec une caméra haute vitesse (Phantom Miro M310), à environ 23000 images par secondes. Pour plus de précision sur la dynamique des premiers instants, nous avons tiré parti de la transparence des traitements au Glaco, en observant la bulle par dessus, à travers la plaque, à 70000 images par seconde. L'origine des temps est choisie au premier moment du contact. Dans nos mesures, nous fixons $t = 0$ entre la dernière image avant le contact et la première où il est observé, environ à la moitié du temps passé entre ces deux images, ce qui engendre une imprécision de $20 \mu\text{s}$. Des images caractéristiques de l'étalement d'une bulle dans ces conditions sont présentées sur la figure 2.14. On peut y distinguer 3 étapes.

Établissement du contact

On observe un premier régime, souligné en vert sur la figure 2.14(a) (en vue de dessus), qui apparaît aux temps très courts, $t < 0,2$ ms. Il s'agit de l'établissement du contact, qui se propage avec $r < R$, sans modifier la forme de la bulle. Le film d'eau se rompt de façon légèrement excentrée. La zone susceptible de se rompre en premier est celle qui est la plus mince. Le fait que le trou se perce en périphérie valide donc l'étude théorique de Manica *et al.* sur la forme du film d'eau, présentée à la figure 2.8(b).

Dans ce régime, le rayon de contact r croît linéairement avec le temps t , ainsi que le souligne la droite verte de pente 1 sur le graphe 2.15. Pour mesurer le rayon de contact r , nous prenons la

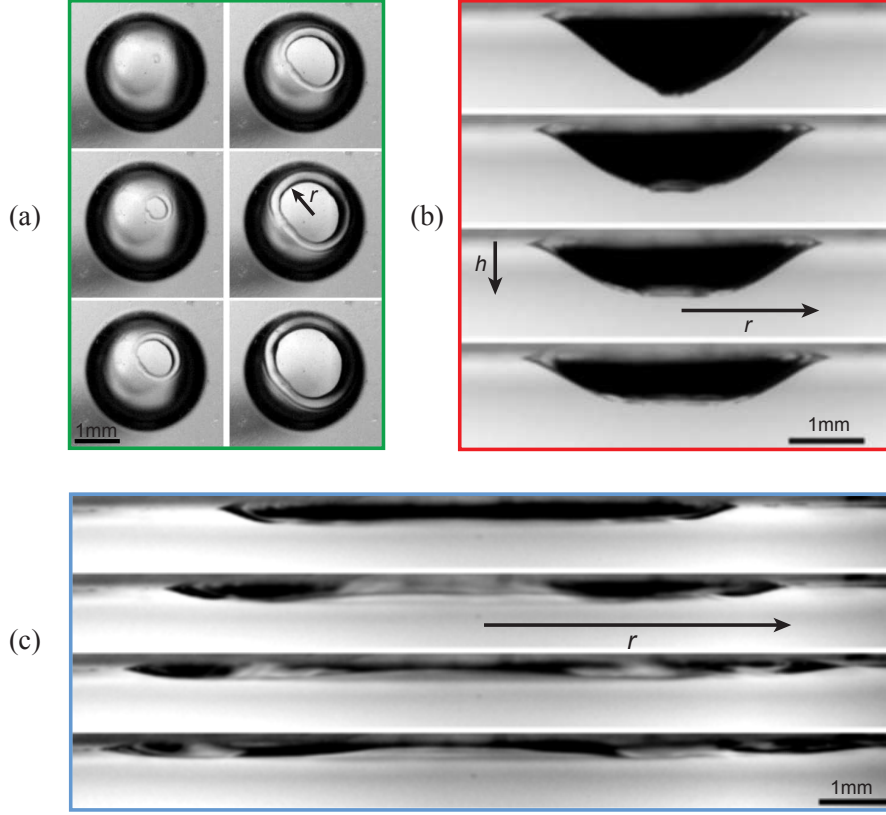


FIGURE 2.14 – Étalement d'une bulle aplatie (de rayon $R \approx 1$ mm). **(a)** Vue de dessus des premiers instants du contact. Le temps entre deux images successives est $\Delta t = 0,1$ ms. **(b)** Dans le régime d'étalement suivant (vue de côté avec $t > 1,4$ ms et $\Delta t = 0,21$ ms), le rayon de contact r s'étend au-delà du rayon initial R de la bulle. **(c)** Plus tard (pour $t > 7,5$ ms et $\Delta t = 1,7$ ms), la bulle s'étale jusqu'à devenir plate.

moyenne des rayons de l'ellipse que l'on observe sur la figure 2.14(a). Le film d'eau d'épaisseur δ se trouve pressé entre la bulle d'air aplatie et la plaque aérophile, recouverte elle-même d'une fine couche d'air. On voit que la zone de contact s'agrandit en propageant un bourrelet : l'eau récoltée par l'ouverture du trou s'accumule en périphérie. Dès que le contact est créé parce que le film d'eau est percé, la tension de surface de l'eau γ tend à agrandir la zone ouverte, tandis que l'inertie du liquide, proportionnelle à $\rho\delta$, s'y oppose. Ceci a été modélisé par Taylor [77] et Culick [78] : l'équilibre de ces deux forces conduit à une vitesse de rétraction constante, $V = \left(\frac{2\gamma}{\rho\delta}\right)^{1/2}$, et à une croissance linéaire du rayon de contact :

$$r(t) = \left(\frac{2\gamma}{\rho\delta}\right)^{1/2} t \quad (2.4)$$

La vitesse mesurée dans les expériences est de façon très reproductible $V = 4 \pm 0,4$ m/s. Ceci suggère une épaisseur du film d'eau $\delta = 9 \pm 2$ μm . En moyenne, le film est d'épaisseur constante, ce qui implique une vitesse d'ouverture constante. En utilisant des macrophotographies de vues de côté de bulles aplaties, comme celle de la figure 2.13(a), nous mesurons une épaisseur $\delta = 15 \pm 5$ μm ,

assez près de la valeur attendue malgré les imprécisions, et en accord avec d'autres expériences où un film d'eau se rompt [79].

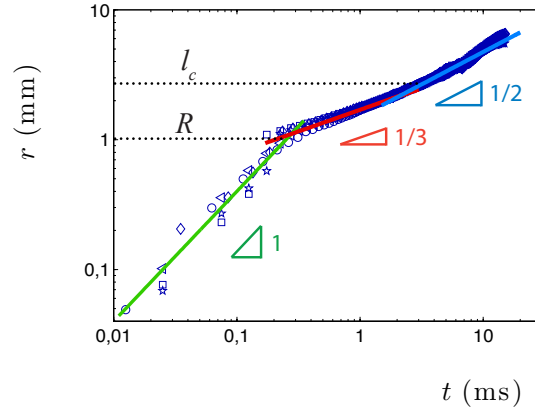


FIGURE 2.15 – Rayon de contact r en fonction du temps t pour 5 bulles (symboles différents) de rayon $R = 1$ mm. On observe sur ce graphe en échelle logarithmique que r suit 3 lois d'échelle successives, d'exposants 1, $1/3$ et $1/2$ (lignes vertes, rouges et bleues).

Étalement capillaire

Lorsque l'on atteint le temps $t \approx R (\rho\delta/2\gamma)^{1/2} \approx 0,3$ ms, la taille R de la bulle permet de distinguer l'établissement du contact ($r < R$) de l'étalement à proprement parler ($r > R$). On observe alors sur le graphique 2.15 qu'un régime différent se met en place. Cette nouvelle phase est soulignée en rouge. Comme le montrent les images de la figure 2.14(b), la bulle « mouille » à présent le solide. De même que pour les gouttes qui s'étalent sur des surfaces mouillantes, nous supposons que le mouvement est engendré par la tension de surface, qui tend à aplatir l'interface air – eau courbée. Une bulle de rayon de contact r et hauteur h a une courbure d'ordre h/r^2 . Ceci engendre une pression de Laplace $\gamma \frac{h}{r^2}$. Par ailleurs, la bulle déplace un volume d'eau comparable à son propre volume $\Omega \sim hr^2$, à une vitesse typique $V = \frac{dr}{dt}$ de 1 m/s (estimation lue sur le graphe 2.15). Le nombre de Reynolds correspondant, $\rho R V / \eta$, vaut 10^3 , beaucoup plus grand que 1. C'est pourquoi nous supposons que la force qui résiste au mouvement dans ce problème est l'inertie. Équilibrer la pression inertielle ρV^2 (qui s'oppose au mouvement) par la pression de Laplace dans la bulle (qui pousse à l'étalement) conduit à la loi suivante :

$$r(t) \approx \left(\frac{\gamma \Omega}{\rho} \right)^{1/6} t^{1/3} \quad (2.5)$$

Ce régime inertio-capillaire est très différent de celui attendu pour une goutte par la loi de Tanner, en $t^{1/10}$ [14]. Opposer l'inertie du fluide environnant plutôt que la viscosité mène à des dynamiques bien plus rapides. La pente $1/3$ est tracée en rouge sur le graphe 2.15 et elle décrit bien les données.

Par ailleurs, l'équation 2.5 prédit une expansion de 1 mm en 1 ms pour une bulle millimétrique, ce qui est en effet observé.

Étalement gravitationnel

La courbe $r(t)$ de la figure 2.15 montre une inflexion vers le haut lorsque le rayon atteint 2 à 3 mm. Cela correspond aussi à un changement de forme de la bulle : elle passe de fortement courbée (figure 2.14(b)) à aplatie (figure 2.14(c)). En effet, pour $r > l_c$, la pression hydrostatique ρgh prend le pas sur la pression capillaire $\gamma h/r^2$ et devient la force motrice. C'est maintenant la pente h/r et non plus la courbure h/r^2 de la bulle qui guide l'étalement. À cette échelle plus large, la vitesse d'expansion est de l'ordre de 0,3 m/s, ce qui conduit à des nombres de Reynolds d'environ 400. L'inertie de l'eau domine encore la résistance au mouvement. Équilibrer la pression dynamique ρV^2 à la pression hydrostatique conduit à la loi :

$$r(t) \approx (g\Omega)^{1/4} t^{1/2} \quad (2.6)$$

La dynamique décrite par ce régime inertio-gravitationnel est de nouveau différente de celle des gouttes visqueuses étalées, décrite par Huppert, en $t^{1/8}$ [15]. L'étalement suit encore une loi d'échelle, dont l'exposant 1/2 décrit les données de façon satisfaisante (ligne bleue sur le graphe 2.15), et reflète l'inflexion de la dynamique. Les équations 2.5 et 2.6 se croisent naturellement pour $r \approx l_c$. Les forces motrices dans ces deux régimes s'épuisent car h diminue et r augmente : l'étalement est de plus en plus lent. En revanche, contrairement aux gouttes, la force qui résiste à l'expansion n'est pas en $1/h^2$ (dépendance due à la viscosité) : ici, l'inertie n'augmente pas au cours du temps mais reste constante. Cette différence supplémentaire souligne la rapidité de la dynamique d'étalement des bulles.

Nous avons effectué les calculs à l'aide des pressions, en considérant que la masse d'eau mise en mouvement correspond au volume Ω de la bulle. Un raisonnement avec un système à masse ouverte peut aussi être mené pour expliquer les régimes capillaire et gravitationnel. On considère alors la bulle comme un cylindre aplati, de hauteur h et rayon r . Lorsqu'elle s'étale pendant une durée t , son rayon grandit de $\dot{r}t$: le volume d'eau déplacé par l'avancée du front vaut $2\pi r h \dot{r}t$. La masse correspondante est $M \approx \rho \frac{\Omega}{r} \dot{r}t$. La force capillaire s'exprime comme le gradient de pression de Laplace appliqué au volume de la bulle : $\gamma \frac{h}{r^3} h r^2 \approx \gamma \frac{\Omega^2}{r^5}$. En prenant en compte une masse variable, la 2^e loi de Newton $\frac{dMV}{dt} = F$ aboutit à l'équation 2.5. De même, en utilisant la poussée d'Archimède $\rho g \frac{h}{r} \Omega \approx \rho g \frac{\Omega^2}{r^3}$, on aboutit à l'équation 2.6.

Discussion

Nous avons testé l'universalité des lois d'échelle 2.5 et 2.6, en faisant varier le rayon R de la bulle et la viscosité η du liquide (à l'aide de mélanges d'eau et de glycérol). La figure 2.16 présente le rayon de contact r normalisé par l_c , la longueur capillaire, en fonction du temps t , normalisé

par $\tau = \left(\frac{l_c^4}{\Omega g}\right)^{1/2}$. Cette normalisation du rayon par l_c permet d'obtenir une constante de temps τ identique dans les régimes capillaire et gravitationnel, ce qui souligne l'universalité des lois. Nous pouvons alors formuler de façon simple les équations 2.5 : $r/R \approx (t/\tau)^{1/3}$, et 2.6 : $r/R \approx (t/\tau)^{1/2}$. Les lignes pointillées du graphe 2.16 ont pour pentes respectives $1/3$ et $1/2$, et coefficients numériques $2,1 \pm 0,1$ et $3,1 \pm 0,4$. Ces coefficients sont proches de 1, ce qui valide le raisonnement en loi d'échelle présenté ci-dessus. L'intersection de ces lignes pointillées a lieu pour $r/l_c = 1$. Ceci confirme que la transition entre les forces motrices d'origine capillaire et gravitationnelle a bien lieu autour de l_c dans nos expériences.

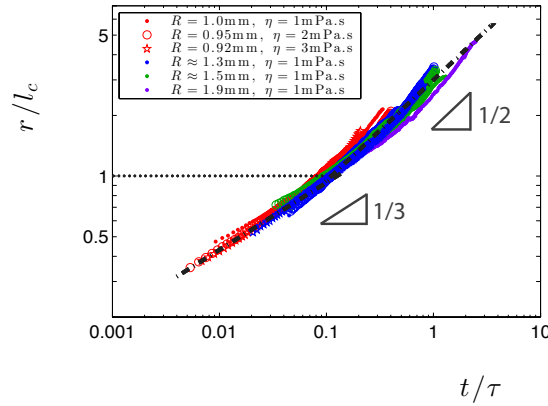


FIGURE 2.16 – Rayon de contact adimensionné r/l_c en fonction du temps adimensionné t/τ , avec $\tau = (l_c^4/\Omega g)^{1/2}$. Les couleurs correspondent au rayon R des bulles ($R = 1$ mm en rouge, $R = 1,3$ mm en bleu, $R = 1,5$ mm en vert et $R = 1,9$ mm en violet), et les symboles à la viscosité du bain ($\eta = 1$ mPa.s par des points, $\eta = 2$ mPa.s par des cercles et $\eta = 3$ mPa.s par des étoiles). La ligne pointillée horizontale indique $r/l_c = 1$.

Dans le cas gravitationnel, la loi en $t^{1/2}$ est globalement vérifiée, malgré une petite déviation vers le haut pour les bulles les plus petites (points rouges). L'observation précise de l'étalement révèle la présence d'ondes qui se propagent à la surface des bulles – un phénomène naturel en régime inertiel. Plus les bulles sont grosses, plus leur étalement dure longtemps : ces ondes perturbent localement la dynamique, mais pas en moyenne. En revanche, les petites bulles sont plus sensibles à l'effet de ces ondes, qui peuvent perturber et accélérer l'étalement lors de leur propagation. Ceci peut expliquer pourquoi les petites bulles semblent s'étaler plus vite, dans le graphe 2.16 où les grandeurs sont adimensionnées. Soulignons qu'en réalité, les bulles les plus grosses s'étalent le plus vite, comme annoncé par la loi 2.6 qui dépend de Ω .

Bulles sphériques

Comme nous l'avons décrit plus haut, lorsque la bulle rencontre un obstacle, le plus souvent elle rebondit. Sur des surfaces aérophiles, il peut se produire un phénomène original, qui est que la bulle ne rebondit pas : nous venons de décrire la dynamique de son étalement dans ce cas. Mais il lui

arrive cependant dans 40 % des cas (figure 2.12(c)) de rebondir avant d'entrer en contact avec la surface. La bulle a alors souvent le temps de reprendre une forme stable, sphérique pour les plus petites, comme celle de la figure 2.13(b), ou légèrement aplatie par la gravité à leur sommet pour les plus grosses. Cette différence de forme ne devrait pas avoir d'influence sur l'étalement à proprement parler de la bulle, qui a lieu après le contact ($r > R$). Mais elle affecte la dynamique aux temps courts : dans cette nouvelle situation, l'épaisseur δ du film d'eau à évacuer entre une petite bulle (sphérique) et la plaque aérophile n'est plus constante, comme on l'observe sur la première image de la figure 2.17(a). Le graphe en échelle logarithmique 2.17(b) montre une dynamique très différente de la situation précédente, maintenant caractérisée par une pente 1/2 qui semble persister tout du long de l'expérience.

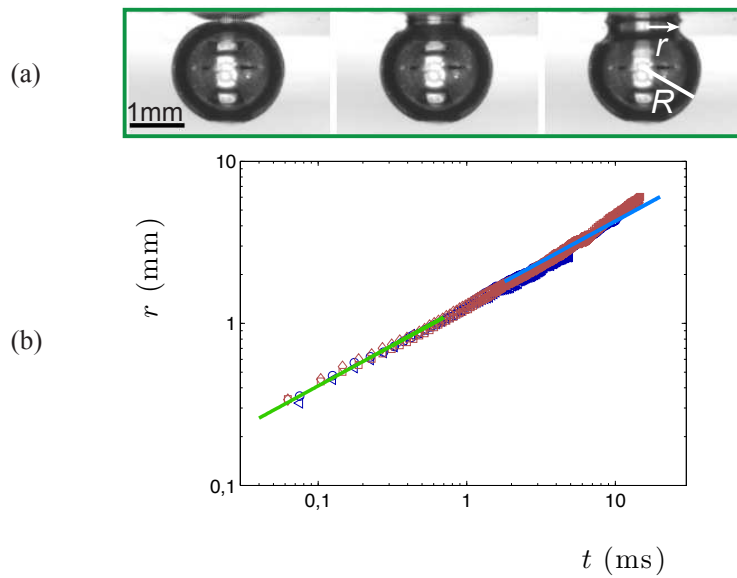


FIGURE 2.17 – Étalement d'une bulle sphérique. **(a)** Vue de côté de l'établissement du contact entre une bulle de rayon $R = 0,97$ mm et une plaque aérophile, avec $\Delta t = 0,16$ ms. **(b)** Rayon de contact r en fonction du temps t . Les symboles différents représentent des expériences différentes réalisées avec des bulles d'air (bleu foncé) ou des bulles de néon (bleu clair). Les droites verte (régime de Culick) et bleue (étalement gravitationnel) ont une pente 1/2.

Le régime d'établissement du contact ($r < R$, en vert) est maintenant différent du cas où la bulle est aplatie, décrit par l'équation 2.4. Une fois que le film d'eau d'épaisseur δ est percé, l'élargissement du contact est motivé par la tension de surface, à laquelle l'inertie du liquide s'oppose : la loi de Taylor-Culick $\frac{dr}{dt} = \left(\frac{2\gamma}{\rho\delta}\right)^{1/2}$ décrit la dynamique, comme pour les bulles aplaties. Cependant, cette fois l'épaisseur δ dépend de r . Dans une géométrie sphère-plan, on a $\delta \sim r^2/R$, ce qui conduit à la loi suivante :

$$r(t) \approx \left(\frac{\gamma R}{\rho}\right)^{1/4} t^{1/2} \quad (2.7)$$

où on observe bien une dépendance du rayon de contact en $t^{1/2}$.

Cette dynamique est proche de celle décrite par Paulsen *et al.* en 2014 lors de la coalescence de deux bulles [80]. Munro *et al.* ont proposé en 2015 une expression analytique de l'expansion de ce contact [81]. Ils obtiennent la loi 2.7, avec un coefficient numérique $(\frac{32}{3})^{1/4} \approx 1,8$. La ligne verte de la figure 2.17 a une pente 1/2 et un coefficient $2,5 \pm 0,1$, légèrement plus grand que 1,8 : il y a moins d'eau à évacuer dans une géométrie sphère-plan qu'entre deux sphères, cette inertie plus faible conduit à une dynamique plus rapide. On peut proposer une explication plus quantitative de ces coefficients. La dynamique de deux gouttes de rayon de courbure différents qui entrent en coalescence peut être estimée en considérant un rayon moyen R_m . Le rayon moyen lors de la coalescence de deux bulles est simplement R , le rayon des bulles. Dans notre cas, la sphère a un rayon de courbure R et la plaque plane $R_p = \infty$. On en déduit le rayon moyen $R_m = \frac{2}{1/R + 1/R_p} = 2R$. En utilisant l'équation 2.7, on voit un coefficient $2^{1/4}$ apparaître. Puisque la théorie de Munro *et al.* annonce un coefficient numérique $(32/3)^{1/4}$, nous estimons donc notre coefficient à $2^{1/4} (32/3)^{1/4} \approx 2,15$. Ceci sous-estime légèrement nos mesures expérimentales, qui affichent $2,5 \pm 0,1$, mais les résultats restent en bon accord. Remarquons que cette différence sphère – sphère ou sphère – plan ne rejailit que sur les coefficients : dans les deux cas l'eau est déplacée le long d'une interface sphérique avec un mécanisme de Taylor-Culick.

Une fois que le contact est établi ($r \approx R$), l'étalement devrait suivre les lois d'échelle proposées pour une bulle aplatie. Ici, le régime de Taylor-Culick (équation 2.7) pour l'établissement du contact et l'étalement gravitationnel (équation 2.6) suivent tout deux une dynamique en $t^{1/2}$. Comme Ω varie en R^3 , le rapport des coefficients numériques de ces régimes vaut $(l_c/R)^{1/2}$. Ce nombre est de l'ordre de l'unité, et il varie lentement avec le rayon de la bulle R , ce qui explique la quasi-continuité de la courbe 2.17(b). En outre, un régime capillaire en $t^{1/3}$ ne peut pas joindre le premier et le troisième régime si $(l_c/R)^{1/2}$ est plus petit que 1. Or les bulles de rayon R plus grand que l_c sont déformées par la gravité et ne peuvent plus être quasi-sphériques au niveau du contact. Le graphe 2.18 montre la dynamique typique que suit une telle bulle, légèrement aplatie par la gravité à son sommet, après avoir rebondi. Sur la zone aplatie, l'ouverture se fait à vitesse constante (souligné par la droite verte de pente 1), puis un régime capillaire mène l'étalement (droite rouge de pente 1/3), suivie par un régime gravitationnel (droite bleue de pente 1/2). Le cas d'une bulle qui rebondit et se stabilise, mais assez grosse pour ne plus être sphérique à l'endroit du contact est donc bien décrit par la dynamique d'une bulle aplatie, étudiée à la partie précédente.

Discussion

L'étalement de gouttes et de bulles ont des points communs et de grandes différences. Dans les deux cas, l'interface air/liquide se déforme et s'aplatit sous l'action de la capillarité puis de la gravité. Des régimes successifs dans la dynamique se distinguent, et peuvent être décrits par des lois d'échelle. Les exposants sont beaucoup plus grands dans le cas des bulles : ceci s'explique par la prévalence de l'inertie sur la viscosité.

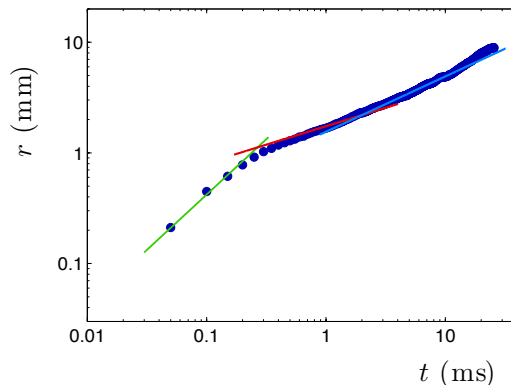


FIGURE 2.18 – Evolution de l'étalement r d'une bulle de rayon $R = 1,34$ mm ayant rebondi plusieurs fois avant le contact, en fonction du temps t . Les droites verte, rouge et bleue ont pour pentes respectives 1, $1/3$ et $1/2$ et soulignent les régimes de Taylor-Culick, capillaire et gravitationnel.

Pour les bulles, la dissipation visqueuse pourrait avoir lieu à la fois dans le liquide déplacé et dans le coin d'air qui avance à la vitesse V . Dans le coin d'angle dynamique θ , la « friction de ligne » de Huh et Scriven, intégrée sur la bulle de taille R vaut $\eta_a V R / \theta$, avec η_a la viscosité de l'air [13]. En utilisant la loi de Tanner pour l'angle de contact, $\theta \approx \left(\frac{\eta_a V}{\gamma} \right)^{1/3}$ [14], nous pouvons construire un nombre de Reynolds spécial qui compare l'inertie du liquide et la dissipation visqueuse dans le coin d'air. Ce nombre s'écrit $Re = We Ca^{-2/3}$, où $We = \rho R V^2 / \gamma$ et $Ca = \eta_a V / \gamma$ sont les nombres de Weber dans l'eau et le nombre capillaire dans l'air. Pour une vitesse d'étalement de 1 m/s, ces nombres sont respectivement de 10 et 10^{-3} , d'où un nombre de Reynolds Re de l'ordre de 10^3 , bien plus grand que 1. Nous vérifions aux figures 2.17(b) et 2.19(a) qu'une bulle de néon – un gaz 1,6 fois plus visqueux que l'air – s'étale exactement de la même façon.

Une dissipation visqueuse a également lieu dans le liquide qui environne la bulle, et sa comparaison avec l'inertie conduit au nombre de Reynolds usuel, $Re = \frac{\rho R V}{\eta} \approx 10^3$ dans nos expériences. Les graphes 2.16 et 2.19(b) vérifient que des bulles d'air qui s'étalent dans des liquides de viscosité 1, 2 ou 3 mPa.s ont des dynamiques comparables. Sur la figure 2.19(b), on observe une légère dépendance de la dynamique avec la viscosité. Ceci provient du fait que lors du mélange entre l'eau ($\gamma = 72$ mN/m) et le glycérol ($\gamma = 60$ mN/m), la tension de surface diminue légèrement : les bulles créées à plus basse tension de surface sont plus petites. C'est cette variation qui apparaît sur le graphe 2.19(b). Elle disparaît sur le graphe 2.16, où le rayon normalisé r/l_c est étudié en fonction du temps normalisé t/τ .

L'étalement de bulles dans l'eau présente un temps caractéristique beaucoup plus court que celui de l'étalement classique. Le temps caractéristique $\tau = \sqrt{\frac{l_c}{\Omega g}}$ est de l'ordre de 10 ms, en accord avec nos observations (figures 2.15 et 2.17) et celles de Wang *et al.* pour une bulle d'air millimétrique qui disparaît sur une feuille de lotus immergée [76].

Il serait intéressant de regarder comment l'étalement d'une bulle d'air est affecté lorsque la

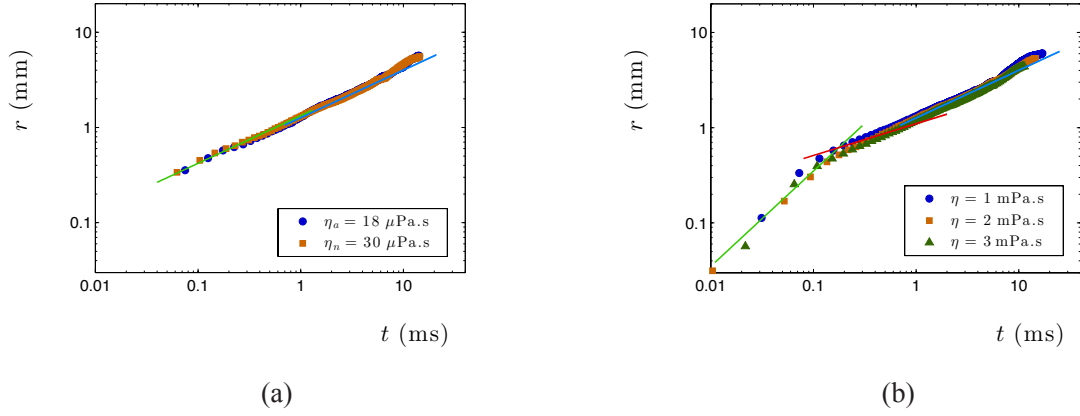


FIGURE 2.19 – Expériences avec des fluides légèrement visqueux. **(a)** La viscosité du gaz est testée : deux bulles de rayon $R = 1$ mm ayant rebondi et retrouvé leur forme sphérique avant le contact ont une dynamique identique, les points bleus montrent la dynamique d’une bulle d’air et les carrés orange celle d’une bulle de néon. **(b)** Des bulles de rayon $R \approx 1,3$ mm ayant rebondi, de forme légèrement aplatie, montrent une dynamique d’étalement identique, quelle que soit la viscosité du liquide (points bleus, carrés orange ou triangles verts, pour 1, 2 et 3 mPa.s respectivement).

viscosité du bain est fortement augmentée pour atteindre un régime où les effets inertiels disparaissent au profit des phénomènes visqueux. Par ailleurs, nous ne pouvons observer le régime capillaire qu’entre R et l_c , c’est-à-dire entre 1 et 2,7 mm : il serait intéressant de pouvoir élargir cette plage, par exemple en réalisant les expériences en micro-gravité.

Étalement en mouillage partiel

Les expériences d’étalement de bulles présentées jusqu’ici ont toujours été réalisées sur des plaques aérophiles, obtenues par un traitement superhydrophobe au Glaco. Nous étudions dans ce paragraphe ce qui se passe lorsque l’air n’est plus en mouillage total sur la plaque. Pour cela, nous utilisons un traitement seulement hydrophobe (le solide est une plaque de verre silanisée). La bulle rebondit systématiquement dans ces expériences, ce qui confirme la tendance discutée sur le graphe 2.12(c). Une fois que le contact est établi, on observe sur la figure 2.20 que la bulle commence à s’étaler, mais s’interrompt : on n’aboutit pas à un aplatissement complet, la bulle restant bloquée lorsque l’angle de contact dynamique atteint l’angle de reculée de l’eau sur la surface.



FIGURE 2.20 – Étalement d’une bulle de rayon $R = 1,3$ mm sur une plaque en mouillage partiel (angle final de $62^\circ \pm 2^\circ$). Les images sont espacées de 0,25 ms et la barre d’échelle indique 1 mm.

On remarque que la dynamique, tracée au graphe 2.21, est semblable à celle d'une bulle aplatie en mouillage total, hormis l'interruption de l'étalement. La ligne verte, de pente 1, souligne l'établissement du contact suivant un régime de Taylor-Culick. La vitesse est ici de 1 m/s, c'est-à-dire environ 4 fois plus faible que sur une surface aérophile. Cette différence se comprend par le fait que dans une situation aérophile, le film d'eau est comprimé entre deux interfaces eau – air. Ici, comme le solide n'est qu'hydrophobe, il n'est pas recouvert d'une fine couche d'air et l'eau est en contact avec la surface : la retirer est plus difficile, il y a plus de frottements, et la vitesse d'ouverture est plus lente. Une fois le contact établi, la bulle s'étale, et la droite rouge indique une pente 1/3, ce qui suggère un étalement capillaire, à l'instar des bulles sur surfaces aérophiles. De nouveau, la vitesse d'étalement est légèrement plus faible : le coefficient numérique de la droite rouge est 9.10^{-3} , alors qu'il vaut $1,75.10^{-2}$ pour une bulle de même taille sur une surface en mouillage total. Ce ralentissement pourrait avoir la même origine que dans le régime de Taylor-Culick : comme l'eau est en contact avec la surface, la déplacer est plus difficile.

Une fois que la bulle forme un angle de $66,0 \pm 0,6^\circ$, l'étalement s'arrête, de façon surprenamment brutale. En effet, la vitesse d'une goutte qui s'étale en mouillage partiel peut être décrite par $V = \frac{V^*}{\pm 9 \ln \epsilon^{-1}} (\theta_D^3 - \theta_E^3)$, où $V^* = \gamma/\eta$, ϵ est un facteur d'ordre 10 qui rend compte des différences d'échelles entre la taille de la goutte et la taille moléculaire, et θ_D est l'angle de contact dynamique alors que θ_E est celui d'équilibre [82, 83]. Lorsque θ_D s'approche de sa valeur d'équilibre, la vitesse d'étalement V devrait diminuer. Nous n'observons pas ce phénomène ici : soit les mesures ne sont pas assez précises pour s'en rendre compte, soit l'angle de contact ne varie pas de la même façon que celui d'une goutte qui s'étale. Quoi qu'il en soit, cette expérience confirme bien l'existence d'un régime inertio-capillaire, d'autant plus visible qu'ici il n'est pas suivi d'un régime gravitaire, la bulle s'arrêtant avant d'atteindre l'échelle où un tel régime apparaîtrait.

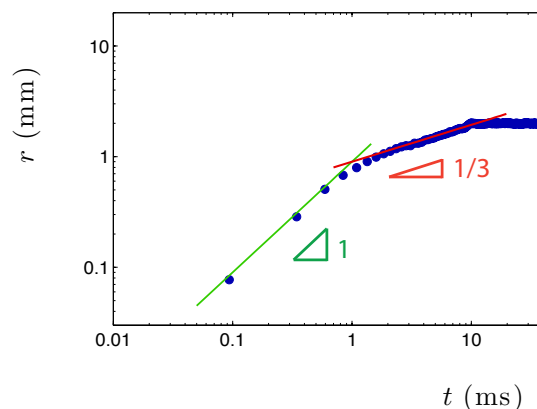


FIGURE 2.21 – Étalement d'une bulle de rayon $R = 1,3$ mm sur une plaque en mouillage partiel. Les lignes verte et rouge ont pour pentes respectives 1 et 1/3, avec de coefficients 1 et 9.10^{-3} (équations 2.4 et 2.5).

Angle de contact dynamique

Nous venons de voir que l'angle de contact joue un rôle important dans l'étalement, puisqu'il a la capacité de l'interrompre. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à l'angle de contact dynamique de la bulle lors de son étalement sur une surface aérophile. Les vues de profil qui permettent de mesurer le rayon de contact en fonction du temps donnent aussi accès à la forme de la bulle, et à son angle de contact dynamique. La figure 2.22(a) montre ces résultats pour une bulle de rayon $R = 1,55$ mm. Les points bleus présentent l'angle mesuré sur la gauche de la bulle vue de profil, et les roses ceux de l'angle sur la droite droite : leur superposition permet de vérifier que l'étalement est isotrope. L'angle de contact dynamique est relié au rayon d'étalement d'une bulle (ou d'une goutte dans le cas réciproque), *via* la relation [84, 85] :

$$\cos \alpha = \frac{1 - (h/r)^2}{1 + (h/r)^2} \quad (2.8)$$

Dans nos expériences, nous n'avons mesuré que le rayon de contact r et n'avons pas relevé la hauteur h de la bulle. Cependant, le volume Ω de la bulle reste constant. Ainsi, h peut être relié au rayon par la formule $h \approx \frac{\Omega}{\pi r^2}$, ce qui permet d'adapter l'expression précédente. Elle est tracée sur le graphe 2.22(a) par la ligne pointillée noire. Les mesures à faible angle de contact sont très imprécises, ce qui explique la sur-estimation aux grands rayons r d'étalement. Nous n'avons mesuré l'angle de contact qu'à partir du moment où la bulle adopte une forme de capsule sphérique. Auparavant sa forme est compliquée, et la détermination de l'angle de contact aussi, même s'il aurait été intéressant d'accéder à cette partie du graphe. L'angle augmente légèrement lorsque le rayon diminue, mais les données sont trop courtes pour déterminer si la loi 2.8 permet de les décrire avec précision.

Les premières expériences de mesure d'angle dynamique, lors de l'avancée d'un liquide dans un capillaire, ont été menées par Hoffman en 1975 [86]. Jiang *et al.* ont montré peu après que ces observations peuvent être approchées par la loi suivante :

$$H = \frac{\cos \theta_e - \cos \theta_d}{1 + \cos \theta_e} = \text{th}(4,96 \, Ca^{0,702}) \quad (2.9)$$

où H est une hauteur normalisée, θ_e est l'angle de contact d'équilibre et θ_d l'angle dynamique, et $Ca = \frac{\eta V}{\gamma}$ est le nombre capillaire [87, 85]. Cette formule décrit l'angle de contact dynamique en fonction de la hauteur d'une goutte ou une bulle qui s'étale, et aussi celui d'une bulle. La formule de Jiang donne une hauteur normalisée : pour une bulle, nous normalisons la hauteur h par sa hauteur initiale, *i.e.* son diamètre. Ceci nous conduit à la grandeur sans dimension $H = h/2R$. La figure 2.22(b) présente les mêmes mesures expérimentales, et la ligne pointillée noire trace la loi 2.9. À petit nombre capillaire, la hauteur est très faible, comme prévu par la théorie. Elle augmente autour de $Ca \approx 10^{-2}$, pour les points expérimentaux comme pour l'équation 2.9. Cependant, la croissance des points expérimentaux est plus forte qu'annoncée, et les deux courbes se séparent. Les nombres capillaires élevés n'étaient pas accessibles (pour $V \approx 1$ m/s, on a $Ca \approx 10^{-2}$), ce qui limite la courbe expérimentale.

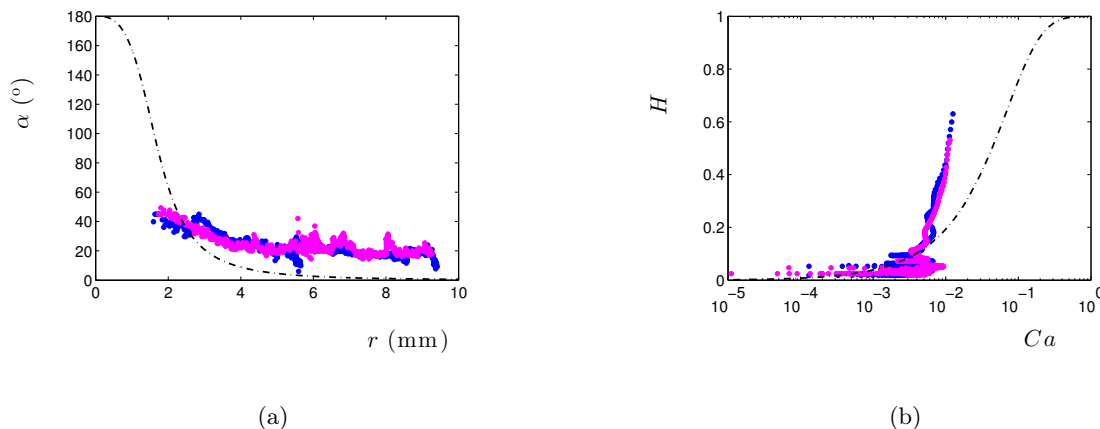


FIGURE 2.22 – **(a)** Angle de contact dynamique d’une bulle de rayon $R = 1,55$ mm lors de son étalement sur une surface aérophile, en fonction du rayon de contact r . La ligne pointillée noire illustre la loi 2.8. **(b)** Hauteur normalisée par le diamètre de la même bulle $H = h/2R$, en fonction du nombre capillaire Ca de l’eau, la vitesse étant celle d’avancée de la ligne de contact lors de l’étalement. La ligne pointillée noire trace la loi 2.9. Les points bleus sont les mesures de l’angle sur la gauche et les roses sur la droite de l’image de la bulle.

Ces mesures restent imprécises et si la théorie donne une idée du comportement attendu, elle ne permet pas de décrire pleinement les variations expérimentales. Le relevé plus systématique de l’angle dynamique de bulles de différentes tailles donnerait accès à des résultats plus fiables statistiquement. Une tentative d’étude plus précise de l’angle de contact dynamique est présentée à la partie suivante, grâce à des capillaires, en s’inspirant des expériences de Tanner et Hoffman.

2.3 Capillaires

Nous nous intéressons maintenant à un autre problème de mouillage inversé où nous tirons parti de l’aérophilie d’une surface. Nous étudions ici un espace confiné : un capillaire. L’intérieur du tube est rendu aérophile en y appliquant le traitement au Glaco décrit au chapitre précédent et sur la figure 2.10. Les tubes sont des micropipettes utilisées pour prélever des volumes de 50 et 100 μL de liquide ; leurs rayons internes valent respectivement $0,49 \pm 0,04$ mm et $0,72 \pm 0,05$ mm. Les tubes traités sont immergés et remplis d’eau. Nous nous en servons dans un premier temps pour étudier l’angle de contact dynamique de l’air sur une surface aérophile, et dans un deuxième temps pour étudier le phénomène de dépression capillaire.

2.3.1 Angle de contact dynamique

Nous adaptons ici l’expérience de Hoffman, qui consiste à déplacer une goutte d’huile dans un capillaire horizontal en soufflant de l’air sur le côté [86]. La loi obtenue est $\theta^3 = 6Ca \ln \epsilon^{-1}$, où $Ca = \frac{\eta V}{\gamma}$ est le nombre capillaire et ϵ un nombre qui rend compte du rapport entre les tailles microscopiques et macroscopiques du problème, souvent pris comme paramètre ajustable. Le graphe

2.23(a) présente les mesures expérimentales réalisées par M. Fermigier *et al.* en 1991 [88]. Les lignes noires qui y apparaissent tracent la loi de Cox-Voinov [82, 83], qui s'exprime comme :

$$\theta^3 - \theta_s^3 = \pm 9 \ln(\epsilon^{-1}) Ca$$

où θ_s est l'angle de contact statique du liquide sur le verre.

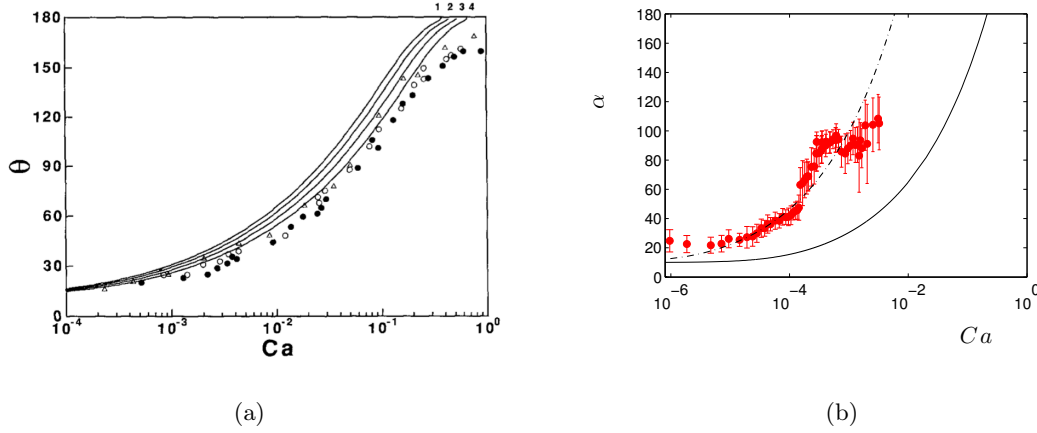


FIGURE 2.23 – (a) Angle de contact dynamique en fonction du nombre capillaire pour une interface air – huile silicone (viscosité 5000 mPa.s). Les lignes noires présentent la théorie de Cox, avec $\epsilon = 10^{-7}$ (1), $\epsilon = 10^{-6}$ (2), $\epsilon = 10^{-5}$ (3) et $\epsilon = 10^{-4}$ (4). Graphique tiré de [88]. (b) Angle de contact dynamique de l'air α dans un capillaire aérophile rempli d'eau, en fonction du nombre capillaire de l'eau Ca . La ligne noire illustre la loi de Cox-Voinov, et celle en pointillés la loi de Foister.

Notre expérience est présentée au schéma 2.24. Un capillaire aérophile est placé horizontalement dans une cuve remplie d'eau. Il est relié à un pousse-seringue qui permet de déplacer à vitesse V contrôlée une bulle d'air le long du capillaire. La bulle forme un angle de contact dynamique α qui varie en fonction de la vitesse à laquelle elle avance. Comme les indices de réfraction du verre et de l'eau sont très proches, immerger le capillaire affranchit des problèmes d'aberration optique pour mesurer l'angle de contact à l'intérieur d'un cylindre.

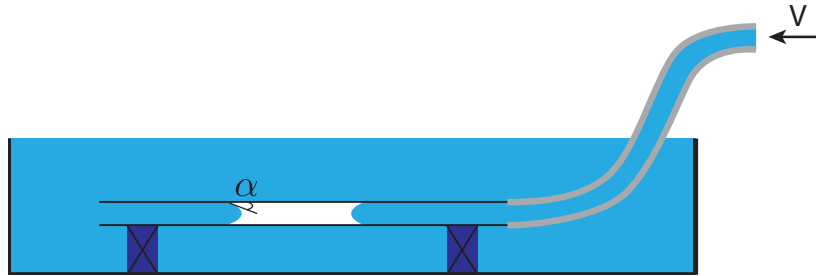


FIGURE 2.24 – Montage expérimental pour la mesure de l'angle de contact dynamique. Un capillaire aérophile horizontal (de rayon $r \approx 0,72$ mm) est relié à un pousse-seringue qui permet de contrôler la vitesse V d'injection de l'eau pour déplacer une bulle d'air. Cette dernière forme un angle dynamique α .

Les résultats des mesures sont tracés au graphe 2.23(b) et présentés de la même façon que le graphe tiré du papier de M. Fermigier *et al.* [88]. Nous mesurons cependant ici l'angle de contact α de l'air dans l'eau, avec $\alpha = \pi - \theta$. Le nombre capillaire considéré est celui de l'eau, $Ca = \frac{\eta V}{\gamma}$, où la dissipation visqueuse a majoritairement lieu. Nous remarquons en premier lieu que nous n'avons pas réussi à aller au-delà d'un angle de contact de plus de $100 - 110^\circ$. La vitesse V de l'eau que le pousse-seringue pouvait offrir n'était pas suffisante pour observer l'inversion totale du ménisque. L'angle α croît lorsque le nombre capillaire augmente, d'une façon qui semble similaire à celle d'une goutte d'huile silicone poussée par de l'air. On remarque cependant que la croissance commence beaucoup plus tôt, pour des nombres capillaires de l'ordre de 10^{-5} , tandis que le ménisque dynamique d'une goutte d'huile silicone ne croît qu'à partir de $Ca = 10^{-3}$. La ligne noire sur la figure 2.23(b) représente aussi la loi de Cox-Voinov ; il faudrait ajouter un préfacteur 50 pour que cette courbe passe par les points (ligne pointillée). Cette valeur est proche du rapport des viscosités de l'eau et de l'air : $\eta/\eta_a = 50$.

La loi de Cox n'est en fait valable que dans le cas d'un faible rapport des viscosités. Utiliser des fluides de viscosités très différentes a déjà été signalé comme un facteur influençant la valeur de l'angle de contact dynamique [89]. Foister a proposé une correction empirique [85] pour décrire les expériences réalisées avec des fluides de viscosités très éloignées, en utilisant un nombre capillaire dérivé $Ca' = (1 + \lambda)Ca$, où $\lambda = \frac{\eta}{\eta_a}$ est le rapport des viscosités. Sa loi s'exprime alors comme :

$$\theta^3 \sim (1 + \lambda)Ca$$

La ligne pointillée sur la figure 2.23(b) trace cette loi, qui décrit de façon beaucoup plus satisfaisante nos résultats.

Plus d'expériences seraient nécessaires, d'une part pour confirmer nos premiers résultats (améliorer l'alignement et diminuer les barres d'erreur), et d'autre part pour étendre la gamme de l'analyse, en allant jusqu'à une inversion complète du ménisque, $\alpha = 180^\circ$.

2.3.2 Dépression capillaire

L'autre expérience menée avec un capillaire aérophile immergé consiste à l'approcher verticalement d'une interface eau – air et d'observer les phénomènes qui s'ensuivent. Cette expérience est le pendant de l'ascension capillaire, où un tube fin mouillant est mis au contact d'un bain de liquide. Dans ce cas, nous rappelons que la dynamique du front d'eau qui envahit le capillaire suit d'abord une courte montée inertielle, où la gravité ne joue aucun rôle [51]. Par la suite, la dynamique est décrite par la loi de Lucas-Washburn [49, 50]. Enfin, la hauteur à laquelle le liquide s'arrête résulte d'un équilibre entre le poids de la colonne liquide et les forces capillaires du ménisque : il s'agit de la hauteur de Jurin [46].

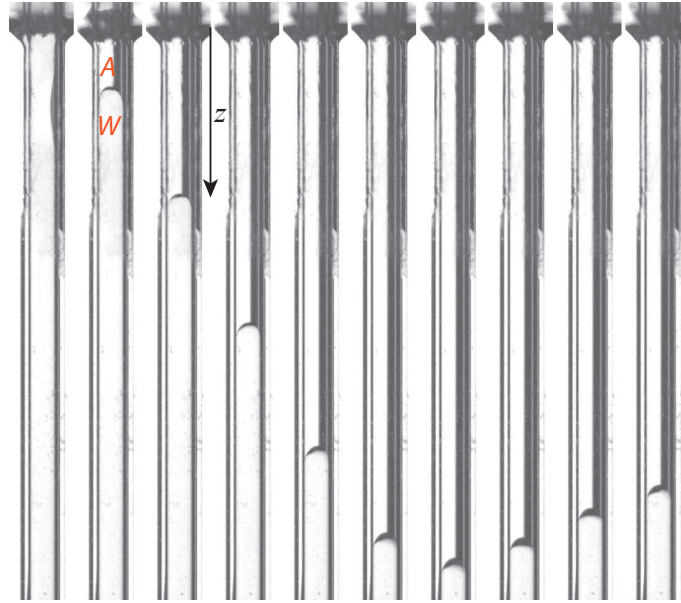


FIGURE 2.25 – Descente capillaire dans un tube de rayon $r \approx 0,72$ mm et de longueur $L = 35,6$ mm (tronqué sur l'image). L'intervalle de temps entre deux images vaut 30 ms, sauf pour la dernière image qui est prise à temps très long (plusieurs secondes). On voit l'eau (W) descendre tandis que l'air (A) envahit le tube. Le front oscille légèrement et se stabilise à $-19,6$ mm de profondeur.

Expériences

Les capillaires de nos expériences sont rendus aérophiles par application de 3 couches de Glaco, avec séchage à l'étuve. Des capillaires de différents rayons et différentes longueurs sont utilisés. Nous avons travaillé avec deux rayons : $0,72 \pm 0,05$ mm et $0,49 \pm 0,04$ mm. La longueur des tubes varie de 10 à 90 mm. Ils sont plongés dans de l'eau, sauf pour une expérience réalisée dans un fluide visqueux, mélange d'eau et de glycérol à 3 mPa.s.

Lorsqu'un capillaire est immergé, on prend soin de vérifier qu'il est entièrement rempli de liquide avant de commencer l'expérience. Comme l'intérieur est aérophile, il tend à emprisonner une grande bulle d'air que nous devons éliminer. Le tube rempli est alors délicatement amené à la surface. L'air envahit alors le capillaire : la descente de l'eau est visible sur la figure 2.25. On observe des oscillations avant que le ménisque ne se stabilise.

Les graphiques 2.26(a) et 2.26(b) montrent la position du ménisque en fonction du temps, pour des capillaires de rayon $0,49 \pm 0,04$ mm et $0,72 \pm 0,05$ mm. Contrairement à la montée capillaire où de l'air est chassé par de l'eau, ici il faut évacuer le liquide emprisonné dans le tube. Le volume d'eau à déplacer va certainement affecter la dynamique. C'est pourquoi nous avons varié la longueur du tube, des plus courts en bleu aux plus longs en vert sur les graphes 2.26(a) et 2.26(b). En effet, la dynamique ralentit lorsque la longueur du tube augmente. Les oscillations sont moins systématiques et d'amplitude plus faible sur le graphe 2.26(a) à plus petit rayon interne.

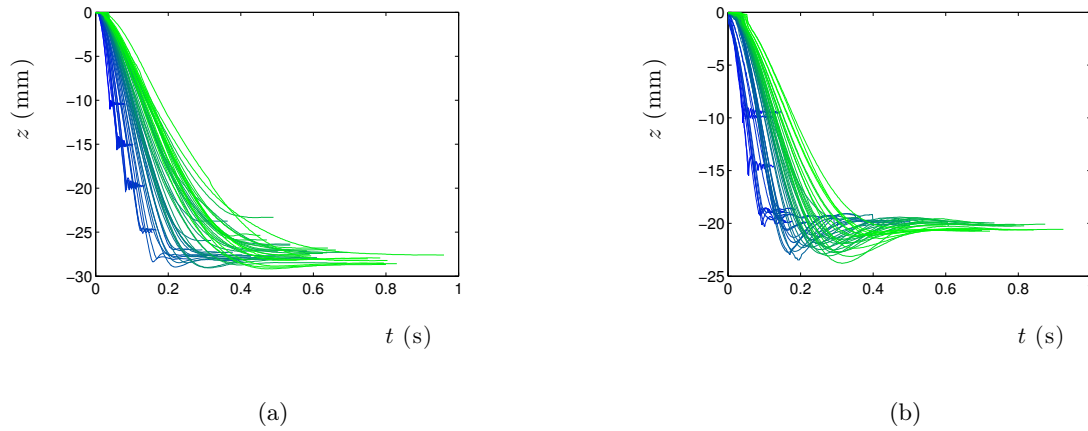


FIGURE 2.26 – Dépression capillaire : dynamique de la descente. La position z est reportée en fonction du temps t pour des capillaires de différentes longueurs, variant de $L \approx 10$ mm (courbes bleu foncé) à $L \approx 90$ mm (courbes vertes) **(a)** dans un tube de rayon $r \approx 0,49$ mm ; **(b)** dans un tube de rayon $r \approx 0,72$ mm.

Position d'équilibre du ménisque

La profondeur finale à laquelle l'eau se stabilise, pointée à la figure 2.27, est plus basse lorsque le rayon du capillaire est plus faible. Lorsque le tube est très court, sa longueur limite la profondeur d'équilibre du ménisque. En revanche, lorsque la longueur augmente, la position du ménisque sature, autour de $z_\infty = -27 \pm 1$ mm pour le capillaire de rayon $r \approx 0,49$ mm (cercles bleus), ou bien vers $z_\infty \approx -20 \pm 0,5$ mm pour le tube de rayon $r \approx 0,72$ mm (étoiles rouges).

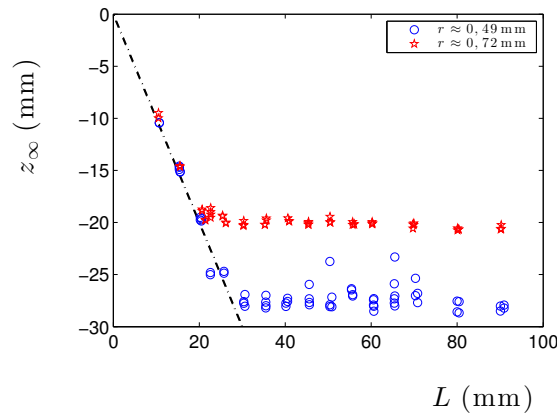


FIGURE 2.27 – Profondeur finale z_∞ du ménisque en fonction de la longueur du tube L . Les cercles bleus présentent les résultats dans un tube de rayon $r \approx 0,49$ mm et les étoiles rouges dans un tube de rayon $r \approx 0,72$ mm. La ligne pointillée noire indique la proportionnalité $-z_\infty = L$

Dans un capillaire où l'eau a atteint sa profondeur d'équilibre, il règne sous le ménisque une surpression de Laplace due à la courbure. Comme le tube est étroit, on peut assimiler la courbure du ménisque à une portion de sphère : le rayon de courbure vaut donc $r/\cos\theta$, où θ est l'angle

de contact de l'eau sur la surface aérofile. Sur du Glaco, on mesure pour l'eau $\theta_a = 171 \pm 2^\circ$, et $\theta_r = 165 \pm 2^\circ$. Ainsi, en utilisant la formule de Laplace 1.1, la pression sous le ménisque vaut $\frac{2\gamma \cos \theta}{r}$. Par ailleurs, au pied de la colonne de liquide, la pression est égale à la pression hydrostatique $\rho g L$ qui règne dans le bain à cette profondeur. La pression hydrostatique créée par l'eau dans le capillaire est réduite, à $\rho g(L - z)$. Ceci nous conduit à l'expression de la profondeur d'équilibre du ménisque, qui est la hauteur de Jurin [46] :

$$z_\infty = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g r} \quad (2.10)$$

Remarquons que cette formule est identique à celle établie dans le cas symétrique d'une montée capillaire. Ici aussi, la profondeur finale résulte de l'équilibre des forces capillaires et du poids de la colonne de liquide. Comme $\theta > 90^\circ$, on a bien $z_\infty < 0$.

Nous avons observé que l'eau oscille peu dans les tubes de rayon $r \approx 0,49$ mm : l'eau descend et se stabilise directement à la valeur d'équilibre. On utilise la valeur de θ_r et la loi de Jurin prédit une profondeur théorique $z_\infty = -28,1 \pm 0,3$ mm, très proche de ce qui est observé expérimentalement. Dans le cas des tubes plus larges, avec $r \approx 0,72$ mm, on observe des oscillations : la valeur de θ_a , l'angle d'avancée de l'eau, semble plus appropriée pour décrire l'angle de contact. Cela donne une profondeur finale $z_\infty = -19,6 \pm 0,2$ mm, très proche de ce qui est observé expérimentalement.

Dynamique de la dépression capillaire

Nous avons remarqué sur les graphes 2.26(a) et 2.26(b) que plus le capillaire est long (courbes vertes), moins l'eau se retire vite. En effet, il y a dans ce cas un plus grand volume de liquide à déplacer, et on s'attend à ce que la dynamique soit ralentie par des phénomènes inertiels et visqueux plus dominants.

Par ailleurs, on observe en échelle logarithmique, au graphe 2.28(a) qui présente la dépression capillaire dans des tubes de rayon $r \approx 0,72$ mm de différentes longueurs, que la dynamique semble suivre une loi en t^2 , comme souligné par ligne pointillée noire de pente 2. Cette pente 2 est très surprenante si l'on considère l'expérience dans le cas dual de la montée capillaire : l'ascension suit une dynamique en $t^{1/2}$, décrite par la loi de Lucas-Washburn. La dépression capillaire se produit donc beaucoup plus rapidement que l'ascension. La détection de la position du ménisque sur le graphe 2.28(a) est gênée aux temps très courts par l'apparition simultanée d'un ménisque sur le bord extérieur du capillaire, comme on peut le voir sur les photos de la figure 2.25 : cela engendre un bruit aux temps courts, amplifié par la présentation en échelle logarithmique. Enfin, on remarque sur ce graphe 2.28(a) que les courbes, alignées selon une pente 2, sont très étalées en fonction de la longueur du capillaire, comme le souligne le code couleur (bleu foncé : capillaire court ; vert : capillaire long).

Pour décrire les premiers instants de la dynamique, nous avons mesuré l'accélération initiale $\ddot{z}_0$ sur les 5 premiers millimètres de la descente ; elle est tracée au graphe 2.28(b). On y voit que la courbe suit une droite de pente proche de 1 (tracée en vert) : $\ddot{z}_0$ semble inversement proportionnel à L .

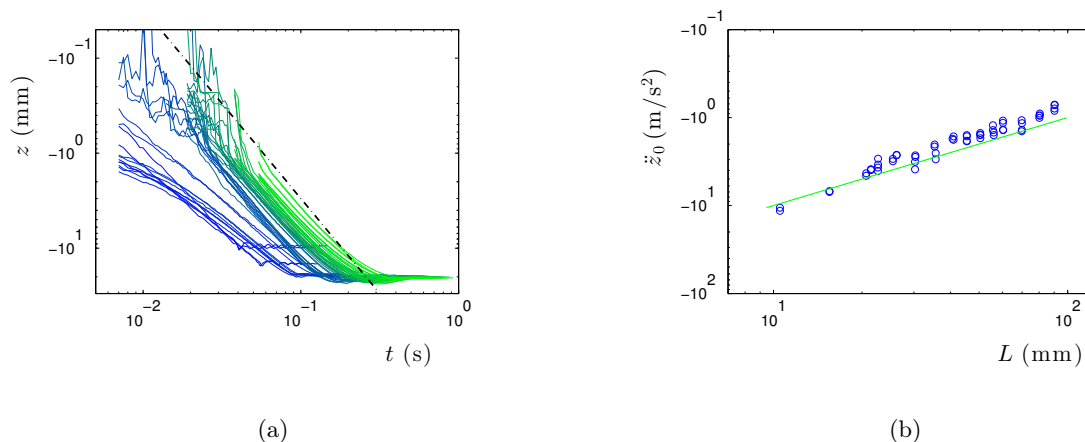


FIGURE 2.28 – Dynamique de la descente capillaire dans un tube de rayon $r \approx 0,72$ mm. **(a)** dynamique $z(t)$ en échelle logarithmique. On voit apparaître une pente 2, soulignée par la droite pointillée noire. **(b)** Accélération initiale $\ddot{z}_0$ de la descente du ménisque dans les mêmes capillaires, en fonction de la longueur L du tube. La droite verte a une pente -1, et un coefficient numérique -0,1.

Cette observation permet de présenter les données de la dépression capillaire en regroupant les courbes des dynamiques des différents tubes. Le graphe 2.29 présente l'évolution de la quantité zL en fonction du temps : on y voit les courbes rassemblées selon une droite maîtresse de pente 2, et de coefficient numérique $-(4 \pm 0,7) \cdot 10^4$ (exprimé en mm^2/s). La pente 2 a déjà été soulignée pour la dépendance temporelle de z , et le fait que les courbes se regroupent confirme une dynamique $z(t)$ en $1/L$. On remarque toutefois sur ce graphique que les tubes les plus courts (en bleu) ne suivent pas parfaitement la pente 2, mais s'aligneraient selon une dynamique plus lente. Ces tubes sont plus courts que les autres, et il se peut que certains effets que nous estimons importants, comme la quantité de liquide à déplacer, le soient moins ici et conduisent à une physique légèrement différente.

Il est aussi possible de présenter les résultats d'autres expériences de dépression capillaire sous la même forme. Dans le cas d'un capillaire de rayon $r \approx 0,49$ mm, on trouve aussi une pente 2, de coefficient numérique $-(5,5 \pm 1,5) \cdot 10^4$.

Les expériences ont par ailleurs été réalisées dans un liquide de viscosité $\eta = 3$ mPa.s, soit 3 fois plus visqueux que l'eau, en utilisant les capillaires les plus larges, $r \approx 0,72$ mm. Alors la droite de pente 2 qui décrit les données expérimentales tracées selon zL en fonction de t a un coefficient numérique $-(1,3 \pm 0,6) \cdot 10^4$. On remarque que le rapport des coefficients numériques de cette droite avec celui de l'eau dans un capillaire de même rayon vaut 3, la valeur du saut en viscosité. Ceci suggère que les effets visqueux ne sont pas négligeables dans la dynamique.

Il semblerait donc d'après les données expérimentales que la descente du ménisque suive une

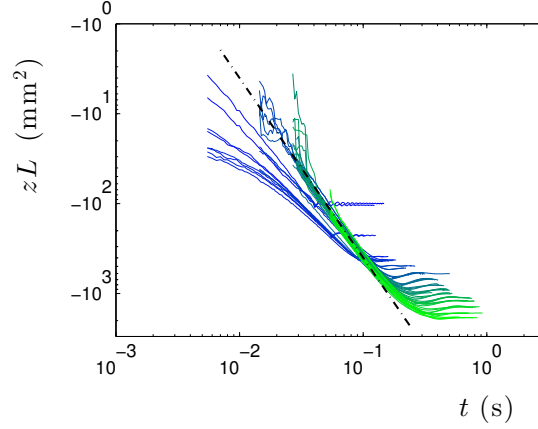


FIGURE 2.29 – Position z du ménisque multipliée par la longueur L du tube en fonction du temps t . La droite pointillée noire montre la pente 2, et elle a pour coefficient $-(4 \pm 0,7).10^4$.

dynamique en t^2 dans les premiers instants, inversement proportionnelle à la longueur du tube et la viscosité du bain. Les variations expérimentales en rayon sont trop faibles pour en tirer des conclusions.

Modèle

La vitesse typique de descente de l'eau dans un capillaire, comme on peut l'observer aux graphes 2.26(a) et 2.26(b), est d'environ 20 mm en 0,2 s, c'est-à-dire $V \sim 0,1$ m/s. Le nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho V R}{\eta}$ vaut donc environ 50, lorsque la distance caractéristique R est choisie égale au rayon du capillaire, la plus petite distance dans ce problème. L'inertie du fluide est donc légèrement dominante, même si ce nombre de Reynolds intermédiaire situe nos expériences dans la zone de transition où les effets visqueux peuvent encore se faire ressentir.

La masse de liquide en mouvement est non-constante puisque de l'eau est évacuée au fur et à mesure de la descente : $m = \rho \pi r^2 (L - z)$. Comme z augmente avec le temps, m diminue. La courbure du ménisque $\cos \theta / r$, engendre une pression de Laplace $\frac{2\gamma \cos \theta}{r}$, qui s'applique sur l'aire du tube πr^2 . Ceci conduit à une force motrice d'origine capillaire : $F = 2\pi r \gamma \cos \theta$.

On pourrait penser à ajouter la gravité dans les forces motrices : elle joue un rôle dans l'établissement de la hauteur de Jurin donc intervient dans le problème. Cependant, le niveau de l'eau dans le tube descend plus bas que la surface du bain : l'influence de la gravité serait de mettre toutes ces interfaces à la même altitude. La descente confinée dans le capillaire ne peut donc pas être motivée par la gravité. C'est d'ailleurs elle qui freine le mouvement et pousse à l'équilibre : la hauteur de Jurin est obtenue en comparant la pression de Laplace – d'origine capillaire – dans le ménisque, qui pousserait à faire descendre plus, à la pression hydrostatique dans la colonne de liquide, qui tendrait à faire remonter le niveau. Seule la force capillaire pousse le liquide à descendre.

Dans le cas de l'ascension capillaire, cet équilibre des forces se comprend très bien : la force capillaire tend à faire monter la colonne de liquide, tandis que son poids la tire vers le bas. Ici, l'angle de contact θ est opposé et inverse les relations : la force capillaire pousse l'eau vers le bas et la gravité tend à la faire remonter.

Nous avons signalé que la viscosité joue aussi un rôle, comme le montre l'expérience dans un liquide de viscosité 3 fois plus élevée que l'eau. C'est pourquoi nous ajoutons un frein à la descente, une friction visqueuse en géométrie cylindrique $F_\eta = 8\pi\eta(L - z)\dot{z}$.

On considère de plus une dissipation d'origine inertielle, puisque $Re \approx 50 > 1$. Elle est due à l'expulsion directionnelle de liquide à l'extrémité inférieure du capillaire. Dans le cas de tubes larges où les effets de la capillarité sont négligeables et la seule force motrice est la gravité, la perte d'énergie cinétique lors de la descente de la colonne de liquide s'explique par la différence de taille entre le tube et le bain [90]. Comme cette dernière est très grande, des petits tourbillons se forment lors de l'expulsion de liquide, et dissipent de l'énergie. Cela résulte en une perte de charge $\Delta P = \frac{1}{2}\rho V^2$ [90, 91]. Même si les dimensions des tubes sont plus petites dans notre étude, nous produisons lors de la descente un jet directionnel qui arrive dans un bain de dimension beaucoup plus grande. Cela conduit de façon similaire à une perte de charge. Nous introduisons donc un terme $\dot{m}V$ de dissipation inertielle [90].

Nous utilisons à présent la 2^e loi de Newton : $\frac{dmV}{dt} = F + F_\eta + \frac{dm}{dt}V$. On remarque l'absence du poids dans cette équation qui décrit la dynamique initiale. Cela conduit à l'équation différentielle non-linéaire suivante :

$$\ddot{z} - \frac{8\eta}{\rho r^2} \dot{z} = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho r(L - z)}$$

Cette équation n'est pas solvable telle quelle. Cependant, nous nous intéressons seulement aux premiers instants ; cela justifie l'approximation d'un position z faible devant la longueur totale du tube : $z \ll L$. L'équation se simplifie, et en considérant à l'instant initial la position $z(t = 0) = 0$, et la vitesse $\dot{z}(t = 0) = 0$ nulles, nous obtenons la solution suivante :

$$z(t) = \frac{2\gamma r \cos \theta}{8\eta L} \left(t + \frac{\rho r^2}{8\eta} (e^{-\frac{8\eta}{\rho r^2} t} - 1) \right) \quad (2.11)$$

Cette équation peut se simplifier à l'aide d'un développement limité au second ordre aux temps courts, ce qui conduit à :

$$z(t) \simeq \frac{\gamma \cos \theta}{\rho r L} t^2 \quad (2.12)$$

On trouve dans cette expression qu'aux temps très courts la dynamique de la dépression capillaire est purement inertielle, et la viscosité n'y intervient pas. L'influence de la viscosité se fait ressentir dans un deuxième temps seulement : on voit sur l'équation 2.11 que lorsque t augmente alors l'exponentielle perd de son importance. Toutefois, l'équation 2.12 exprime bien une dynamique en t^2 inversement proportionnelle à L , ce qui correspond très bien aux observations expérimentales.

Une constante de temps naturelle apparaît dans ces équations, $\tau = \frac{\rho r^2}{8\eta} \approx 0,06$ s, qui correspond bien à une échelle de temps courte.

Cette équation nous permet de revenir sur les différents coefficients numériques que nous avons relevés, notamment celui qui relie l'accélération initiale $\ddot{z}_0$ à la longueur du tube L , au graphe 2.28(b). L'équation 2.12 prédit un coefficient pour l'accélération $\frac{2\gamma \cos \theta}{\rho r} \approx -0,19 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$, avec les valeurs de nos paramètres expérimentaux. Les données expérimentales suggèrent un coefficient de $0,1 \pm 0,02 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$, soit environ deux fois plus faible.

La figure 2.30 compare les mesures expérimentales au modèle de l'équation 2.11. Les lignes en bleu foncé correspondent toujours aux valeurs de L petites, alors que les lignes vertes correspondent aux valeurs de L grandes. Comme suggéré ci-dessus par l'analyse de l'accélération initiale au graphe 2.28(b), un coefficient numérique 0,5 a été ajouté devant l'équation 2.11 pour mieux décrire les données. On voit sur le graphique 2.30 que le modèle élaboré rend compte aux instants initiaux de l'étalement des dynamiques engendré par la différence de longueur du tube. Le comportement en t^2 observé aux graphes 2.28(a) et 2.29 est vérifié : le modèle décrit de façon satisfaisante les expériences.

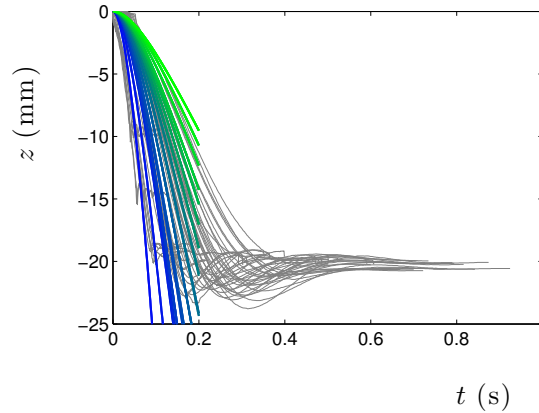


FIGURE 2.30 – Position z du ménisque en fonction du temps t , pour un tube de rayon $r \approx 0,49$ mm. Les dynamiques expérimentales du graphe 2.26(b) sont en gris. L'équation 2.11 (devant laquelle on a ajouté un coefficient numérique 0,5, comme suggéré par l'analyse du graphe 2.28(b)) est tracée en traits épais, les L les plus courts en bleu foncé, les L les plus longs en vert, selon le code couleur précédent, du graphe 2.26(b).

Nous avons donc décrit la dynamique initiale de la descente capillaire, et la profondeur finale que le ménisque atteint à l'équilibre. Nous observons cependant une dynamique environ 2 fois plus lente et étalée en L que celle prédite par le modèle. Comme la colonne de liquide descend, le ménisque a une certaine vitesse, atteignant 0,1 m/s : l'angle de contact dynamique peut être alors différent de θ_r , l'angle de reculée de l'eau utilisé pour nos estimations. Un angle dynamique d'environ 120° suffirait pour que le modèle décrive parfaitement les expériences. La loi de Cox-Voinov présentée au paragraphe précédent nous permet de discuter la pertinence de cette estimation. Une vitesse $V = 0,1$ m/s conduit à un angle dynamique $\theta = 180 - (9 \ln(\epsilon^{-1}) \frac{\eta V}{\gamma} + \alpha_s^3)^{1/3} \approx 145^\circ$. Cet angle est

un peu plus grand que ce dont nous avons besoin : d'autres sources de friction sont certainement responsables du ralentissement observé. En effet, la qualité du traitement aérophile sur la paroi interne du capillaire peut être source de dissipation. Il est difficile de s'assurer d'une répartition homogène des nano-particules et de contrôler l'évaporation du solvant dans cette géométrie. La ligne de contact pourrait s'accrocher à la paroi de façon aléatoire et non contrôlée, ce qui ajouterait une friction résiduelle dans les expériences, et ralentirait la dynamique.

Enfin, la zone de transition entre les instants initiaux et l'équilibre final, durant laquelle des oscillations ont lieu, n'a pas été décrite. Il faudrait aussi confirmer la dépendance en r du modèle, les deux rayons présentés ici ne permettant pas de conclure expérimentalement.

Une expérience permettant de compléter ce travail serait d'observer la dépression capillaire dans un tube incliné. D'après les résultats de la montée capillaire, la profondeur finale ne devrait pas changer. On pourrait aussi regarder comment la dynamique est affectée, puisque la distance à parcourir est plus grande dans un tube incliné.

2.4 « Funambulles »

Les expériences présentées dans cette partie ont été réalisées par Matthias Pautard durant son stage de L3.

2.4.1 Description statique

Gouttes

Le dernier problème de mouillage inversé que nous présentons traite de la dynamique de bulles d'air sur des fils. De nombreuses études décrivent le comportement de gouttes en situation de mouillage total ou partiel sur des fils placés dans l'air [92, 93], mais la situation où le fil est immergé est moins étudiée. Un tel fil n'est pas capable d'attraper des bulles : elles le contournent lors de leur ascension. Une bulle peut être capturée par un fil uniquement dans le cas où il a subi un traitement particulier qui le rend aérophile. Nous nous sommes donc placés dans cette situation, mais nous commençons ce paragraphe par décrire une goutte sur une fibre, dans l'air.

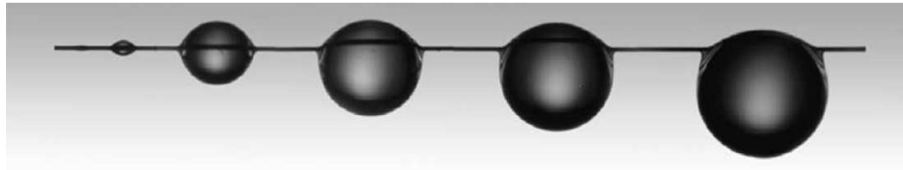


FIGURE 2.31 – Gouttes d'huile silicone de volume $\Omega = 0.01, 0.10, 0.23, 0.32$ et 0.52 mm^3 , de gauche à droite, suspendues sur une fibre horizontale de rayon $b = 12 \text{ }\mu\text{m}$. (Crédit : E. Lorenceau [92]).

On voit sur la figure 2.31 des gouttes d’huile silicone de volume croissant suspendues à un fil horizontal. Les gouttes les plus petites adoptent une forme symétrique autour du fil, et lorsque que le volume augmente, la goutte se décentre et se décale vers le bas. Ici, les forces capillaires maintiennent la goutte accrochée au fil, alors que le poids tend à la faire descendre. L’expérience menée en 2004 par E. Lorenceau *et al.* consiste à mesurer le volume maximal qu’un fil peut retenir [92] ; il est déterminé en augmentant petit à petit le volume d’une goutte jusqu’au décrochage. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2.32.

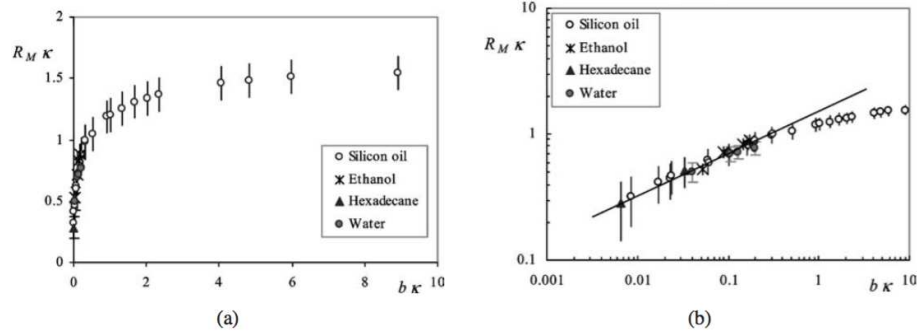


FIGURE 2.32 – Rayon maximal R_M d’une goutte suspendue, en fonction du rayon b de la fibre, normalisé par la longueur capillaire κ^{-1} . Les axes des graphiques sont (a) linéaires ou (b) en échelle logarithmique (la ligne noire a une pente 1/3). (Graphiques tirés de [92]).

On remarque que plus la fibre est grosse, plus le volume retenu est grand. Il y a cependant saturation du volume lorsque le rayon de la fibre devient très large. Dans cette limite, l’expérience s’approche du cas d’une goutte retenue par un plan [59, 94], évoqué au début de ce chapitre. Le rayon maximal d’une goutte supportée par un plan est $R_M = 1,65l_c$ [94], en bon accord avec la valeur vers laquelle les données expérimentales du graphe 2.32(a) tendent, dès lors que $b/l_c > 4$, où b est le rayon de la fibre. Le graphe 2.32(b) permet d’étudier ce qui se passe avant la saturation : on observe une croissance du rayon R_M en fonction de la taille de la fibre, selon une loi d’échelle de pente 1/3, tant que le rayon est inférieur à 0,5 mm.

À la limite de décrochage, la force capillaire qui retient la goutte à la fibre est de l’ordre de γb . Plus précisément, la fibre traverse de part en part la goutte : les forces capillaires s’exercent en deux endroits, sur le périmètre de la fibre de rayon b , ce qui conduit à une force capillaire $F_\gamma = 4\pi\gamma b$. La goutte subit aussi le poids, $\frac{4}{3}\pi\rho g R_M^3$. La loi [92] suivie par le rayon maximal est donc la suivante :

$$R_M = 3^{1/3} b^{1/3} l_c^{2/3} \quad (2.13)$$

Cette loi est en très bon accord avec les expériences présentées ci-dessus, pour lesquelles un coefficient 1,53 est mesuré, sachant que $3^{1/3} \approx 1,44$. La légère sur-estimation expérimentale peut s’expliquer par le fait que le volume maximal est estimé lorsque la goutte se détache, c’est-à-dire une fois que son volume est tel que les forces capillaires ne sont déjà plus suffisantes.

Bulles

Dans nos expériences, les fils utilisés sont métalliques ou de polyamide, et de diamètre calibré. Le traitement aérophile est réalisé en pulvérisant de l’Ultra-Ever-Dry sur toute la surface. Les fils sont ensuite immergés dans une cuve remplie d’eau ou d’un mélange visqueux d’eau et de glycérol, et ils peuvent être incliné à différents angles. La forme et la position de la bulle sont enregistrées grâce à un appareil photo ou une caméra rapide.

Nous avons commencé par décrire la forme que prend une bulle déposée sur un fil lorsqu’elle se trouve en mouillage complet. Des fils de diamètres variés sont placés horizontalement, et le volume est progressivement augmenté par l’ajout successif de bulles de $2,6 \mu\text{L}$. La figure 2.33 illustre les observations expérimentales, et le graphe 2.34(a) recense les mesures. Plus le fil est fin, plus la bulle peut l’enrober : sur le fil de diamètre $d = 0,20 \text{ mm}$, on observe un petit bourrelet d’air en-dessous du fil, qui disparaît lorsque d augmente. Par ailleurs, la bulle a de plus en plus tendance à s’étaler. Le dernier fil présenté, de diamètre $1,5 \text{ mm}$, a un rayon de courbure très grand, et permet de retenir des volumes très grands, comme on l’observe sur le graphe 2.34(a). Sur ce fil, lorsque les volumes sont petits, la bulle est très aplatie.

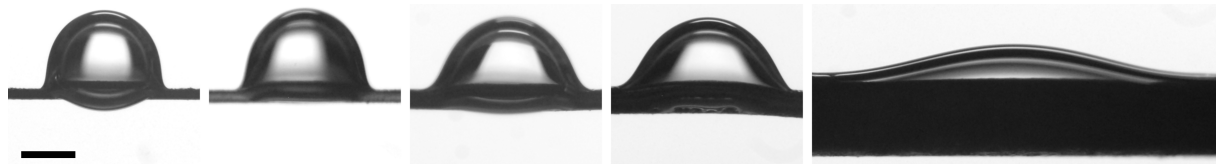


FIGURE 2.33 – Aspect de bulles de volume $\Omega = 2,6 \mu\text{L}$, déposées sur des fils aérophiles (des *aérophils* ?) de diamètre $d = 0.20, 0.24, 0.38, 0.50$ et $1,5 \text{ mm}$. La barre d’échelle indique 1 mm .

De même que pour les gouttes, la bulle est maintenue au fil par les forces capillaires, et la poussée d’Archimède tend à la faire remonter. La bulle se dissymétrise rapidement pour se décaler vers le haut. On observe en premier lieu sur le graphe 2.34(a) que plus le fil est fin, plus le volume critique retenu par le fil est faible. La figure 2.34(b) compare les résultats établis sur les gouttes avec nos mesures pour des bulles, tracées en rouge. Comme les forces mises en jeu sont les mêmes, les prédictions théoriques sont identiques dans le cas des gouttes et celui des bulles. Les valeurs expérimentales des bulles sont légèrement inférieures à celles obtenues pour les gouttes. On peut mettre en cause la précision des mesures ici ; de plus, le volume ajouté à chaque intervalle de l’expérience, $2,6 \mu\text{L}$, est relativement grand.

2.4.2 Dynamique

Expériences

Nous avons ensuite cherché à étudier la dynamique de bulles capturées par des fibres aérophiles, légèrement inclinées. Une bulle est créée par une seringue immergée et remplie d’air, dont l’aiguille

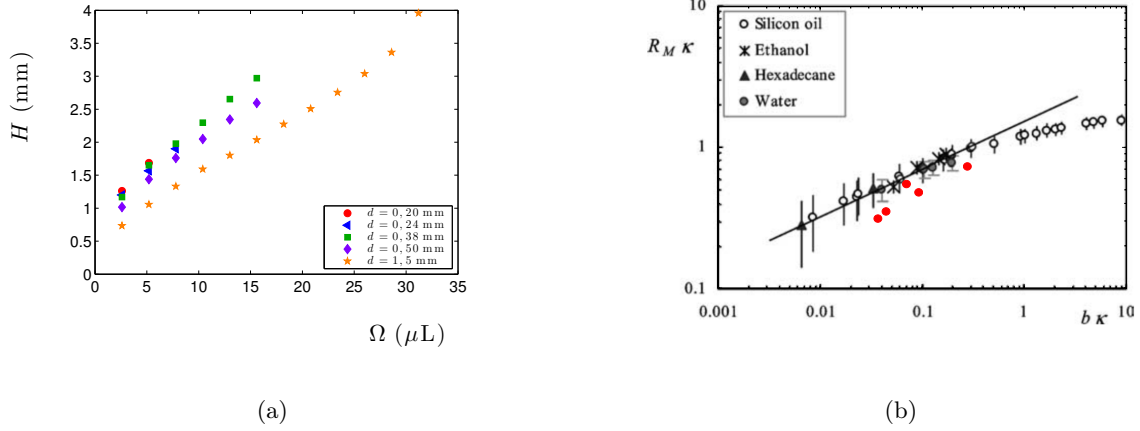


FIGURE 2.34 – (a) Hauteur H de la bulle en fonction du volume Ω déposé sur des fils de diamètre variant entre 0,2 et 1,5 mm. (b) Rayon maximal d’une goutte en fonction du rayon de la fibre. Graphique en noir et blanc tiré de [92]; les points rouges sont les valeurs maximales tirées du graphique (a) pour chaque fil et correspondent donc à des bulles sur des fibres aérophiles.

est placée à la verticale sous la fibre. Lorsque la bulle est formée, elle se détache et s’élève vers le fil qui la capture. La bulle remonte alors le long de la fibre, comme le montre la figure 2.35. On voit sur ces images que le volume de la bulle est proche du volume maximal supporté par la fibre. Après un court régime transitoire, la bulle atteint une vitesse limite qui correspond à l’établissement d’un équilibre entre la poussée d’Archimède, la force motrice du système, et les forces de friction. Cela s’observe sur la chronophotographie 2.35 : la distance entre deux images de la bulle devient constante.

Nous cherchons à caractériser les forces de friction qui s’appliquent sur la bulle.

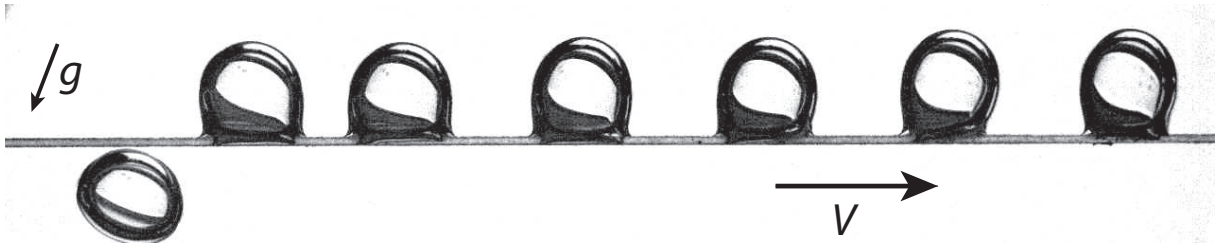


FIGURE 2.35 – Chronophotographie (superposition de 7 images issues de la même expérience, séparées de 40 ms) présentant une bulle de $8,2 \mu\text{L}$, capturée par un fil de diamètre 0,23 mm et se déplaçant à la vitesse $V \approx 0,11$ m/s. L’angle d’inclinaison durant l’expérience vaut $\alpha = 21^\circ$ (souligné par la constante de pesanteur g) mais l’image est présentée horizontale.

Dans la suite des expériences, le fil a un diamètre $d = 0,38$ mm et les bulles un volume de $8,2 \mu\text{L}$. Chaque point est la moyenne de 4 à 5 expériences, réalisées dans des conditions identiques. Comme suggéré ci-dessus, puisque nous connaissons la force motrice du système, nous avons accès

aux forces de friction grâce à la vitesse terminale V à laquelle la bulle se déplace. Nous mesurons V sur des fils inclinés de $4,5$ à 54° , ce qui fournit un ordre de grandeur dans la variation de l'angle. Les résultats sont présentés au graphe 2.36(a), en échelle logarithmique. Les points s'alignent suivant la loi d'échelle de pente $2/3$ indiquée par la droite pointillée. Ces mesures nous permettent de tracer le graphe force – vitesse, $F(V)$, où $F = \rho g \Omega \sin \alpha$ est la poussée d'Archimède subie par la bulle de volume Ω , à la figure 2.36(b). On remarque que les points s'alignent de nouveau suivant une loi d'échelle. La présence d'une force de friction visqueuse de Stokes dans ce système aboutirait à une loi $F(V)$ de pente 1 représentée par une droite pointillée bleue. Cela ne permet pas de décrire les données. De même, une friction inertielle conduirait à une dépendance de F en V^2 , illustrée par la droite rose de pente 2 : cela ne correspond plus aux points expérimentaux. Les résultats se situent entre ces deux pentes : la droite grise, de pente $3/2$, décrit les données de façon satisfaisante.

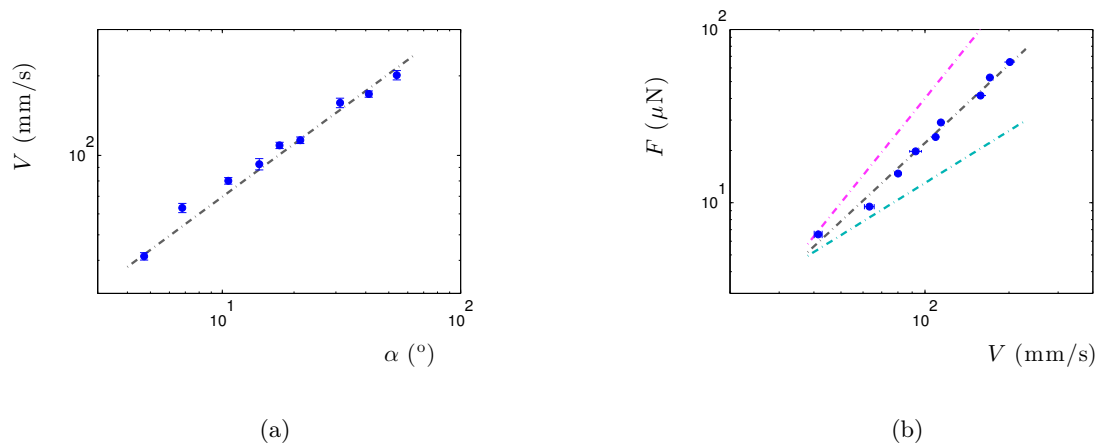


FIGURE 2.36 – (a) Vitesse terminale V d'une bulle de $8,2 \mu\text{L}$ sur un fil de diamètre $0,38 \text{ mm}$, en fonction de l'angle d'inclinaison α , en échelle logarithmique. La ligne grise pointillée a une pente $2/3$ et un coefficient numérique 15. (b) Force motrice du mouvement de la bulle en fonction de la vitesse terminale. La ligne pointillée bleue montre la pente 1 ; la ligne pointillée rose montre la pente 2. Enfin, la ligne pointillée grise a une pente $3/2$ et un coefficient $7 \cdot 10^{-4}$.

Modèle

La vitesse typique de déplacement de la bulle est environ $V = 0,1 \text{ m/s}$, et son rayon est de l'ordre de $R = 1 \text{ mm}$. Ceci conduit à un nombre de Reynolds dans l'eau $Re = \frac{\rho V R}{\eta} = 100$. Cette valeur est supérieure à 1, donc les effets visqueux ne sont plus dominants, mais Re est inférieur à 1000 donc on ne peut pas non plus conclure quant à un système purement inertiel. Dans cette situation intermédiaire, le développement d'une couche limite visqueuse autour de l'objet est souvent observé. Si le nombre de Reynolds est inférieur à 1, tout l'environnement est visqueux, et s'il est supérieur à 1000 alors la viscosité agit sur des distances tellement faibles qu'elle est négligée. Ici, la couche limite $\delta = \sqrt{\frac{\nu R}{V}} \approx 0,1 \text{ mm}$ vaut environ 10% de la taille caractéristique de notre système, ce qui est non négligeable.

La théorie de Prandtl [95] donne les équations du mouvement dans la couche limite autour de l'objet. La force de frottement par unité de surface est la composante du tenseur des contraintes à la surface de la bulle [41, 96] :

$$\sigma_{xy} = \eta \left[\frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0} = \eta U f'(0) \sqrt{\frac{U}{\nu x}} \quad (2.14)$$

où u est le champ de vitesse local, et U la vitesse moyenne du fluide. $f'(0)$ est la solution de l'équation de Blasius ; dans le cas d'un écoulement uniforme le long d'une plaque plane, $f'(0) = \frac{1}{3}$ [41, 96].

La force de friction par unité de longueur s'exprime donc comme $F_l = 2 \int_0^L \sigma_{xy} dx$ (le coefficient 2 provient de ce qu'on mesure la friction sur les deux faces de l'objet), c'est-à-dire, $F_l = \frac{4}{3} \sqrt{\rho \eta L} V^{3/2}$, où L est la longueur caractéristique du problème. Dans le cas d'une plaque plane, L est la longueur de la plaque, mais dans le cas d'une sphère, L est le demi-périmètre πR . Cette force par unité de longueur s'applique sur une distance πR . Ainsi,

$$F = \frac{4}{3} (\pi R)^{3/2} \sqrt{\rho \eta} V^{3/2} \quad (2.15)$$

Cette force de friction F montre bien une dépendance en $V^{3/2}$, comme suggéré par l'étude du graphe 2.36(b). La force de friction F est proportionnelle à $\rho^{1/2}$ et $\eta^{1/2}$. Une force purement inertielle aurait abouti à ρ^1 et η^0 , tandis qu'une force purement visqueuse aurait conduit à ρ^0 et η^1 . Ceci confirme donc bien que nous sommes dans une situation intermédiaire, où inertie et viscosité interviennent simultanément, mais chacune de façon plus timorée que si elle était seule à dominer dans le système.

Les mesures expérimentales s'alignent sur le graphe 2.36(b) suivant une loi du type $F \approx 7.10^{-4} V^{3/2}$ (lorsque F est en N et V en m/s). L'équation 2.15 prédit un coefficient numérique $\frac{4}{3} (\pi R)^{3/2} \sqrt{\rho \eta} \approx 3,2.10^{-4}$, c'est-à-dire deux fois plus faible que celui que nous mesurons expérimentalement. L'ordre de grandeur est tout à fait respecté. Le facteur 2, d'ordre unité, qui manque dans l'expression théorique peut provenir de l'approximation que nous faisons lorsque nous adaptons la formule d'une plaque plane [41, 96] à notre géométrie sphérique. Localement, le champ de vitesse de l'eau u est parallèle à la surface de la bulle ce qui justifie l'utilisation des formules, mais des différences doivent apparaître lors de l'intégration et le choix des longueurs caractéristiques. Par ailleurs, nous avons jusqu'à présent complètement négligé l'influence du fil sur la dynamique en ne considérant que des frictions d'origine hydrodynamique. La fibre peut introduire une petite friction supplémentaire lorsque la bulle, légèrement déformée, est contrainte à se déplacer en y restant accrochée.

Maintenant que nous avons une expression pour la force de friction théorique, nous pouvons la comparer à la force motrice du système, la poussée d'Archimède. Cela nous permet d'obtenir une expression de la vitesse terminale d'une bulle : $\rho g \Omega \sin \alpha = \frac{4}{3} (\pi R)^{3/2} \sqrt{\rho \eta} V^{3/2}$ mène à :

$$V = \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/3} R \left(\frac{\rho}{\eta} \right)^{1/3} (g \sin \alpha)^{2/3} \quad (2.16)$$

La vitesse limite d'une bulle est proportionnelle au rayon R de celle-ci, et dépend de la viscosité cinématique $\nu = \eta/\rho$ à la puissance $-1/3$. Comme souligné ci-dessus, cette dépendance est faible car nous ne sommes pas dans un régime purement visqueux. La vitesse dépend aussi de la gravité, $g \sin \alpha$, à la puissance $2/3$, ce qui est conforme aux résultats du graphe 2.36(a).

Nous vérifions expérimentalement les dépendances en R et ν annoncées par la théorie. Le graphe 2.37(a) montre la vitesse terminale en fonction du rayon de la bulle. Pour faire varier R , l'aiguille est placée proche du fil : la bulle s'y attache avant de se détacher de l'embout de la seringue. Elle est stabilisée par l'aérophilie de la fibre. Tant que de l'air est injecté, la bulle grossit. Il suffit d'arrêter de fournir de l'air à des moments différents pour obtenir des volumes différents. Chaque point présenté à la figure 2.37(a) est donc le résultat d'une seule mesure. On obtient un ensemble assez dispersé, dont une cause est peut-être la variabilité dans la valeur de l'angle : pour ces mesures $\alpha = 44,6 \pm 9^\circ$. La taille de la bulle est un paramètre difficile à faire beaucoup varier, et elle augmente ici à peine d'un facteur 2. Cependant, la tendance est respectée, et peut être décrite par $V = (87,5 \pm 22,5)R$. L'expression 2.16 suggère plutôt $V \approx 200R$, c'est-à-dire une valeur environ 2,3 fois plus élevée.

On peut aussi vérifier la dépendance de la vitesse terminale en fonction de la viscosité cinématique. Les résultats de ces expériences sont présentées à la figure 2.37(b), où la viscosité est variée sur deux ordres de grandeur. On y distingue deux comportements distincts. À faible viscosité, sur plus d'un ordre de grandeur, la vitesse terminale décroît d'abord doucement. Au-delà de $\nu = 30 \text{ mm}^2/\text{s}$, la vitesse décroît plus rapidement lorsque la viscosité continue d'augmenter. La droite pointillée grise, avec une pente $-1/3$ et un coefficient numérique $1,35 \cdot 10^{-3}$, décrit bien les données pour ν qui varie entre 1 et $30 \text{ mm}^2/\text{s}$. La droite pointillée bleue, avec une pente -1 et un coefficient numérique $1,3 \cdot 10^{-6}$, décrit bien les données pour ν qui varie entre 30 et $200 \text{ mm}^2/\text{s}$.

L'équation 2.16 prévoit une dépendance de la vitesse en ν telle que $V \approx 2,0 \cdot 10^{-3} \nu^{-1/3}$, ce qui surestime les résultats expérimentaux d'un facteur 1,5. On remarque que ce régime de dépendance en viscosité n'est pas valable sur une grande plage de la valeurs. La transition entre les deux régimes a lieu pour $\nu \approx 30 \text{ mm}^2/\text{s}$, ce qui correspond à $Re = \frac{VR}{\nu} \approx 1$. Tant que le nombre de Reynolds de nos expériences est supérieur à 1, nous sommes dans le régime transitoire (puisque par ailleurs, $Re < 100$) où la friction est régulée par la couche limite. En-dessous de $Re = 1$, la dynamique est contrôlée par la viscosité. La loi de Stokes donne la force de friction visqueuse exercée par un fluide sur une sphère : $F_\eta = 4\pi\eta VR$ (surface libre). Lorsqu'on l'équilibre à la poussée d'Archimède, on obtient la formule suivante pour la vitesse :

$$V = \frac{1}{3} R^2 \frac{\rho}{\eta} g \sin \alpha \quad (2.17)$$

Cette équation prévoit bien que la vitesse limite est inversement proportionnelle à la viscosité cinématique. La dépendance de la vitesse en fonction de l'angle α ou de la taille de la bulle R est aussi différente de celle obtenue dans le cas d'une friction de couche limite à l'équation 2.16, ce qui confirme l'apparition d'un nouveau régime. Avec les paramètres de l'expérience, on devrait obtenir $V \approx 2,45 \cdot 10^{-6} \nu$, c'est-à-dire un coefficient 1,8 fois plus grand que celui choisi pour ajuster au mieux les résultats expérimentaux.

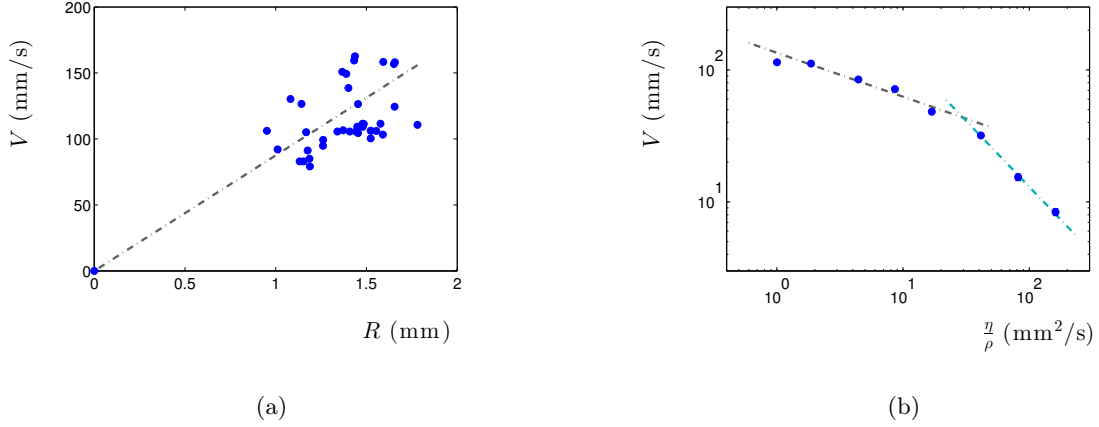


FIGURE 2.37 – **(a)** Vitesse terminale en fonction du rayon des bulles, pour un angle $\alpha = 44,6 \pm 9^\circ$, sur un fil de diamètre $d = 300 \mu\text{m}$. La ligne pointillée grise a une pente 87,5. **(b)** Vitesse terminale d'une bulle de volume $\Omega \approx 9,5 \mu\text{L}$ sur un fil de diamètre $d = 300 \mu\text{m}$ incliné d'un angle $\alpha \approx 21^\circ$, en fonction de la viscosité cinématique $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ du mélange eau-glycérol considéré. La ligne pointillée grise a une pente $-1/3$ et un coefficient $1,35 \cdot 10^{-3}$; la ligne pointillée bleue a une pente -1 et un coefficient numérique $1,3 \cdot 10^{-3}$ (en tenant compte des unités du graphe).

Ce modèle surestime la vitesse expérimentale de façon systématique d'un facteur 2 environ dans les différentes situations présentées. Ce facteur de l'ordre unité et valide les propositions théoriques vis-à-vis des résultats expérimentaux. On pourrait cependant affiner le modèle en estimant les surfaces sur lesquelles la friction s'applique de façon plus précise et en considérant d'autres sources de friction.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à des problèmes de mouillage des surfaces aérophiles immergées. Ces surfaces ouvrent toute une classe de situations nouvelles, symétriques du mouillage classique. Au lieu d'avoir de l'eau qui s'étale, l'air envahit les surfaces. Pour cela, il doit déplacer un liquide : les forces en jeu sont très différentes. La viscosité de la bulle n'est plus le frein majeur, mais l'inertie de l'eau à déplacer joue un rôle prépondérant. Plusieurs situations ont été étudiées, comme l'étalement des bulles sur des surfaces horizontales aérophiles, la dépression capillaire ou encore le mouvement d'une bulle sur une fibre aérophile.

De nombreuses autres idées sont encore à approfondir. Nous avons présenté l'impact de bulles sur des surfaces aérophiles, mais on pourrait étudier l'étalement de bulles sur un fin film d'air, d'épaisseur contrôlée, réparti à la surface d'une plaque aérophile. Pour obtenir ce film et le contrôler, les expériences de Landau-Levitch inversées sont en bonne voie d'étude par Martin Coux et Adrien Mathis. Cependant, si ce film est trop grand, il pourrait se déstabiliser suivant l'instabilité de Rayleigh-Taylor. On pourrait aussi essayer de caractériser la déstabilisation d'un cylindre d'air autour d'une fibre aérophile, selon l'instabilité de Plateau-Rayleigh. Cela permettrait de vérifier si les forces motrices et celles qui résistent à la déformation sont les mêmes dans les deux cas. On pourrait encore, à l'instar des gouttes de Pierre-Brice Bintein, placer une bulle sur un fil horizontal dans un flux d'eau perpendiculaire, et voir si un mouvement spontané se crée.

La richesse et la complexité du mouillage de l'eau offre une base d'expériences immense à adapter pour étudier le mouillage de l'air. On y trouve aussi des expériences plus spécifiques, qui permettent même parfois de varier facilement des paramètres intouchables dans le mouillage de l'eau. Ces deux systèmes sont très complémentaires, et si les observations en statique sont très semblables, leurs dynamiques sont extrêmement différentes.

Deuxième partie

Textures macroscopiques

Chapitre 3

Surfaces poreuses macro-texturées

Sommaire

3.1	Faire léviter	79
3.1.1	Par la chaleur : la caléfaction	80
3.1.2	Par le mouvement	81
3.1.3	En soufflant	83
3.2	Souffler sous un liquide	85
3.2.1	Critère de décollement	85
3.2.2	Influence du poreux	89
3.2.3	Observations	90
3.3	Faire avancer	91
3.3.1	Des macro-textures sur un poreux pour propulser	91
3.3.2	Propulsion	95
3.3.3	Géométries variables	105
3.3.4	Nombre de Reynolds	110
3.4	Faire avancer des liquides	111
3.4.1	Gouttes d'eau	111
3.4.2	Gouttes visqueuses	114

La partie sur les gouttes soufflées 3.2 a été réalisée en collaboration avec Marco Ramaioli pour Nestlé Recherche. Le travail sur la propulsion des plaques 3.3 a été réalisé en collaboration avec Dan Soto. Le travail sur la propulsion de gouttes visqueuses 3.4.2 a été réalisé par Yuki Yoshimura pendant un stage de 6 semaines dans le cadre de son M1. Je remercie Xavier Benoît-Gonin pour ses conseils et l'accès au cutter-laser.

3.1 Faire léviter

Un objet en lévitation a pour caractéristique de ne reposer sur aucun support : il est maintenu en l'air par une force qui compense la gravité et l'affranchit du besoin d'une surface sur laquelle s'appuyer. Le *Larousse* propose les entrées suivantes au mot « lévitation » : « (1) État d'un corps

qui reste en équilibre à une certaine distance au-dessus d'une surface grâce à une force sustentatrice compensant la pesanteur. (2) Phénomène par lequel quelqu'un pourrait s'élever dans l'espace comme s'il était délivré de la pesanteur. » Ainsi la lévitation stimule l'imagination et même s'il ne s'agit pas toujours d'en faire profiter les humains eux-mêmes, de nombreuses occurrences de ce phénomène se manifestent régulièrement autour de nous. Nous en présentons ici quelques unes parmi les plus courantes, sans que cette liste ne les épuise [97].

3.1.1 Par la chaleur : la caléfaction

Un cuisinier observateur peut admirer de petites gouttes d'eau s'échapper de sa casserole et rouler de façon erratique sur la plaque de cuisson. Cette dernière est pourtant très chaude : on aurait attendu de l'eau qu'elle bout et s'évapore très rapidement en crépitant... Mais il n'en est rien, les gouttes silencieuses prennent l'apparence de petites perles qui courent sur de grandes distances. Il s'agit en fait d'un premier phénomène de lévitation : la caléfaction, décrite dès 1732 par Boerhaave [98] puis en 1756 par Leidenfrost [99, 100].

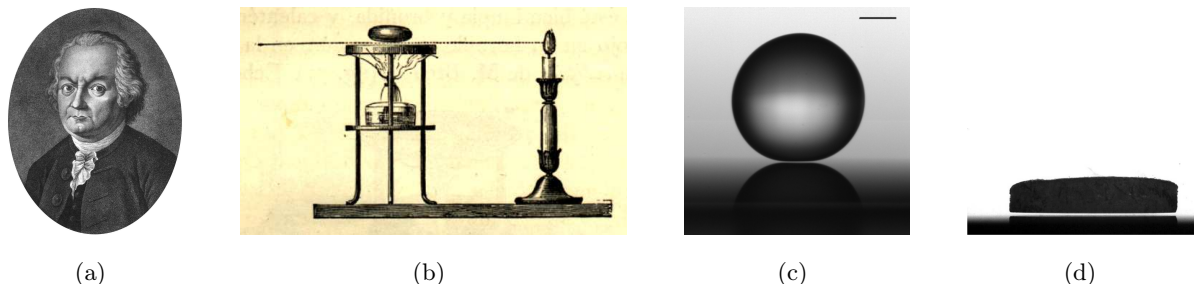


FIGURE 3.1 — (a) Johann Gottlob Leidenfrost (1715-1789). (b) Montage expérimental de Leidenfrost : la lumière d'une bougie passe en-dessous d'une goutte d'eau déposée sur une plaque de métal chauffée par un chalumeau. (c) Goutte d'eau millimétrique en caléfaction au-dessus d'une surface à 400°C (barre d'échelle : 1 mm ; crédit : D. Soto et R. Thévenin). (d) Palet de carboglace (largeur : 1 cm) en caléfaction sur une surface à 300°C (crédit : G. Dupeux). On voit dans (c) et (d) un rai de lumière passer entre l'objet et le substrat chauffé, preuve de la lévitation.

Ce chercheur allemand dont on admire le portrait sur la figure 3.1(a) plaçait un support légèrement incurvé, tel une cuiller en étain, au-dessus d'un chalumeau, comme représenté à l'illustration 3.1(b). Lorsque la cuiller atteignait une température suffisamment élevée (au-delà de 200°C, température dite de Leidenfrost [101]), il observait un phénomène étrange : les gouttes d'eau déposées dans la cuiller cessaient de bouillir et de disparaître sur-le-champ ; au contraire, elles adoptaient une forme de perle, montraient une grande mobilité et surtout mettaient longtemps à s'évaporer. Ce que Leidenfrost observait de surcroît, c'est que la lumière d'une bougie placée derrière passait entre la goutte et son support. La température de l'eau liquide ne dépasse pas 100°C, tandis que celle de la cuiller est au-delà de 200°C : la différence est telle qu'un peu de la goutte s'évapore immédiatement en s'approchant de la cuiller. La goutte se trouve donc assise sur un coussin de vapeur d'environ 100 μm d'épaisseur (le diamètre d'un cheveu) : elle n'est plus en contact avec aucun substrat ; comme

elle est entourée d'air ou de vapeur, elle adopte une forme sphérique (figure 3.1(c)), et comme elle n'est accrochée à rien, elle est extrêmement mobile.

Le film de vapeur, visible sur la figure 3.1(c) grâce au rai de lumière qui passe entre la goutte et la surface, joue le rôle d'isolant thermique : l'évaporation est plus lente et le temps de vie est bien plus long [56] (de plusieurs dizaines de secondes) que si la goutte était en contact direct avec la surface chauffée, d'autant que l'absence de contact prévient l'ébullition.

Certains solides peuvent aussi léviter par caléfaction, comme la carboglace (-78°C), du CO_2 solide, qui se sublime à proximité d'une surface chaude (figure 3.1(d)). Il n'existe pas de phase liquide à pression ambiante pour le CO_2 qui passe directement de l'état solide à l'état gazeux, sans bouillir. La lévitation est manifeste sur la figure 3.1(d), comme l'atteste la ligne de lumière très marquée. Pour la carboglace, une table à 25°C suffit pour observer la caléfaction, et un substrat plus chaud conduit à des films de vapeur plus épais.

3.1.2 Par le mouvement

Le mouvement aussi permet de maintenir un liquide en lévitation. Ainsi on remarque en nageant à la piscine ou dans un lac des petites gouttes qui courent sur la surface. Il s'agit d'éclaboussures d'eau au-dessus de la même eau : la coalescence devrait être immédiate ! Il n'y a cette fois aucune différence de température entre les gouttes et le bain, cependant de petites perles rebondissent et glissent sur la surface quelque temps avant d'entrer enfin en contact. La raison en est due à la vitesse de la goutte : l'air présent entre celle-ci et la surface de la piscine n'a pas le temps de s'évacuer que déjà la goutte est plus loin, ce qui retarde le moment du contact. Après la baignade, la vitesse d'un jet de shampoing peut aussi empêcher ce dernier d'atterrir correctement dans votre main : le jet peut rebondir à la surface d'une flaque du même liquide, comme l'illustre la figure 3.2. Si la surface est inclinée, on peut même observer de multiples rebonds [102]. Ce phénomène surprenant, nommé l'effet Kaye [103], du nom de l'ingénieur britannique qui l'a découvert en 1963, s'explique par la présence d'une mince couche d'air autour du jet, même lorsqu'il est à proximité du bain, qui a pour conséquence la non-coalescence [104].

Si une goutte ou un jet de liquide peuvent s'enrober d'un film d'air lorsqu'ils vont vite, de même une surface en mouvement rapide est protégée par de l'air : on observe alors d'autres situations de non-mouillage.

Par exemple, dans un ressaut hydraulique (tel qu'il se produit au fond de son évier), une goutte n'entrera pas immédiatement en coalescence [105] (figure 3.3(a)) ; il s'agit pourtant de déposer un liquide sur une nappe du même fluide. La goutte écrase par son poids le film d'air qui la sépare du ressaut liquide, et le pousse à s'évacuer ; la lévitation est maintenue car le mouvement de la nappe (qui s'écoule de façon continue) alimente en permanence le film d'air. Une goutte dans une

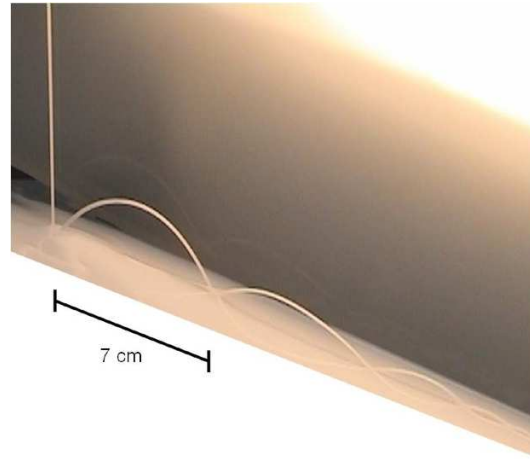


FIGURE 3.2 – Un jet de shampooing rebondissant 7 fois sur un bain incliné du même liquide. La figure de rebond a été observée stable pendant plus de 10 minutes, tant que le jet est fourni. (Crédit : M. Vershuis [102]).

telle situation est extrêmement mobile et peut même osciller ou tourner de façon périodique dans le ressaut [106].

Une autre situation où la surface liquide est en mouvement est le cas des surfaces vibrées verticalement. Une goutte placée sur une telle surface (figure 3.3(b)) peut rebondir indéfiniment comme l'a montré Y. Couder en 2005 [107] : si le bain subit à chaque oscillation une accélération supérieure à celle de la gravité $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, alors la goutte décolle lorsque le bain redescend ; lors de son rebond, elle écrase le film d'air qui la sépare de la surface et cependant repart avant que tout l'air n'ait eu le temps de s'échapper. Puisque le film est régénéré à chaque cycle, les rebonds peuvent être observés des jours durant.

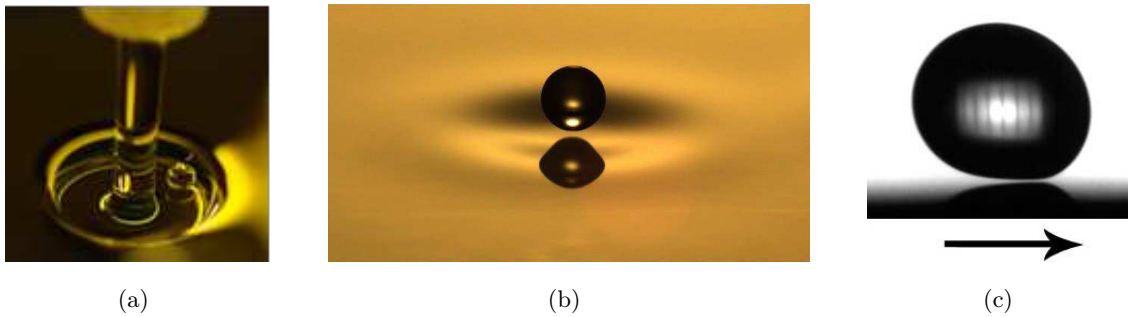


FIGURE 3.3 – (a) Une goutte d'huile silicone (de rayon 1 mm) est maintenue en lévitation dans un ressaut du même liquide (Crédit : A. Duchesne *et al.* [106]). (b) Goutte d'huile silicone rebondissant au-dessus d'un bain vibré (Crédit : D. Harris and J. Bush). (c) Goutte d'eau millimétrique en lévitation au-dessus d'un plateau horizontal en rotation à 5,5 m/s vers la droite (Crédit : A. Gauthier [39]).

De façon similaire, on peut imaginer qu'une surface solide en mouvement rapide puisse repousser une goutte en empêchant le contact. Cependant, le mouvement vertical d'un solide n'est pas capable, comme un bain, de maintenir une goutte en lévitation. En revanche, un mouvement horizontal rapide

(tel celui d'un lecteur de disques) crée des situations où la goutte (ou un solide, comme la tête de lecture pour les disques) n'entre pas en contact avec le support [108]. Le film d'air qui recouvre le solide en mouvement rapide et repousse la goutte a récemment été caractérisé [109], et l'étude systématique des conditions de lévitation a fait l'objet de la thèse d'Anaïs Gauthier [39]. On remarque de nouveau dans la figure 3.3(c) la présence d'un rai de lumière entre la goutte et la surface, signalant l'absence de contact.

3.1.3 En soufflant

Il est aussi possible de maintenir un objet au-dessus d'une surface sans qu'il y ait contact en soufflant de l'air par dessous. Si l'on souffle suffisamment fort, on compense le poids de l'objet et on le soulève.

L'idée de s'affranchir des frottements solides au contact du sol pour faciliter la propulsion a été exploitée de diverses manières, dans le domaine des transports notamment. Ainsi, les aéroglisseurs sont des véhicules amphibies qui permettent de se déplacer sur terre comme sur mer (figure 3.4(a)) : une soufflerie sous l'engin engendre un coussin d'air suffisant pour compenser le poids. Le véhicule s'appuie sur de l'air comprimé et se déplace alors indifféremment sur plusieurs types de surfaces, liquides comme solides [110]. Des années 1960 jusqu'à la fin des années 1990, la compagnie *Hooverspeed* proposait de traverser en aéroglisseur la Manche entre Calais ou Boulogne-sur-Mer et Douvres, en une vingtaine de minutes.

De même, l'aérotrain développé en 1967 par l'ingénieur Jean Bertin pour relier Paris à Orléans se maintenait en lévitation grâce à un coussin d'air, exploitant l'effet de sol découvert quelques années plus tôt, en 1957, par Louis Duthion [111]. Un portique en T inversé permettait de le guider. L'aérotrain, équipé alors d'un turboréacteur et de fusées à poudre, atteignait dès cette époque des vitesses déjà supérieures à 350 km/h. Cependant, la nécessité d'un nouveau réseau d'infrastructures a fait abandonner le projet face au TGV qui pouvait s'adapter partiellement au réseau ferroviaire existant. Quelques traces de ces essais technologiques émaillent encore le paysage : plusieurs fragment de viaduc subsistent dans le Loiret (figure 3.4(b)).

Plus récemment, la société *Zapata Racing*, une start-up marseillaise, prétend avoir « réalisé le rêve de l'Homme » avec son nouveau produit, « l'innovation Flyboard Air » [112]. Cette petite plateforme est propulsée par de puissants réacteurs et offre à l'utilisateur la possibilité de se déplacer au-dessus de la terre ou de la mer, comme les aéroglisseurs. L'entreprise prétend que son produit peut endurer une course de 10 000 pieds de long (environ 3 000 mètres) et peut aller jusqu'à 150 km/h, avec une autonomie de 10 minutes. Le produit n'en est malheureusement encore qu'à la phase de prototype... On peut cependant admirer les vidéos des tests sur internet, ou sur la figure 3.4(c).

S'il est possible de faire léviter des objets lorsque ceux-ci sont motorisés et capables de créer le coussin d'air sur lequel ils s'appuient, il est aussi envisageable de soulever des objets passifs, en les

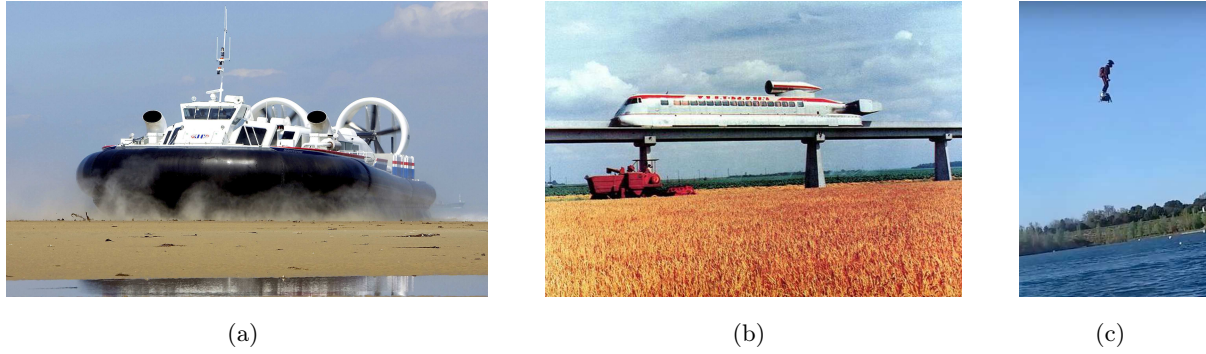


FIGURE 3.4 – (a) Aéroglisseur en déplacement sur un sol sableux, proche de l’eau (*Aéroglisseur commercial, BHT Passenger* de chez *Griffon Hoverwork*). (b) Aérotrain sur le monorail traversant la Beauce (Crédit : ASCO TP). (c) Image de test du prototype de Flyboard Air par *Zapata Racing*, un outil qui permet de se déplacer dans les airs (image extraite du film *Flyboard Air Test 1*).

plaçant au-dessus d’une source d’air. Ce principe est par exemple à la base des simulateurs de chute libre en soufflerie, où les participants sont maintenus en lévitation par un fort vent vertical qui les pousse vers le haut. Nous cherchons aussi à faire léviter des objets en soufflant par en-dessous.

Pour cela, nous avons mis en place une soufflerie, constituée d’une boîte en Plexiglas reliée au réseau d’air comprimé et fermée à son sommet par un poreux interchangeable. Pour les expériences présentées ici, nous utilisons une plaque de Plexiglas, rendue poreuse de façon contrôlée à l’aide d’un cutter-laser (Epilog Helix 24). L’air la traverse de part en part pendant que l’utilisateur contrôle la surpression appliquée. On maîtrise ainsi le coussin d’air au-dessus de cette sorte de table de air hockey. Des objets solides, tels des plaques de verre (figure 3.5(a)), ou bien des liquides, comme une goutte d’eau (figure 3.5(b)), peuvent léviter au-dessus d’une surface à travers laquelle l’air est soufflé [113].

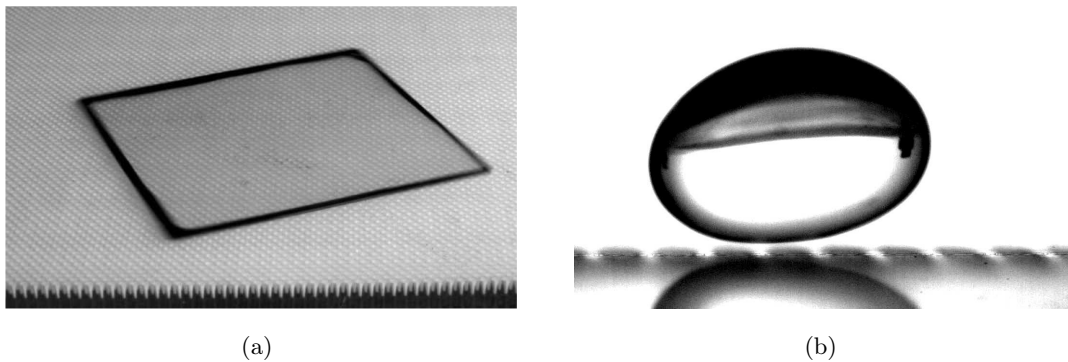


FIGURE 3.5 – (a) Plaque de verre (épaisseur 160 μm , carré de côté 30 mm) en lévitation au-dessus d’une plaque poreuse (2 mm d’épaisseur) de Plexiglas. Les trous cylindriques perforés au cutter-laser sont visibles sur le devant ; ils sont espacés de 400 μm . (b) Goutte d’eau (volume : 150 μL) en lévitation au-dessus d’une plaque poreuse de Plexiglas. Les trous sont espacés de 1 mm.

Souffler sous un objet peut conduire à un cas très particulier de lévitation inversée : lorsqu'un jet d'air puissant sort d'un orifice unique auprès duquel est placé un objet, cet objet est repoussé par le jet d'air mais l'écoulement latéral rapide du flux d'air crée une dépression qui attire l'objet vers son support : une hauteur d'équilibre s'établit. Cette lévitation, dite de Bernoulli [114], permet d'inverser le montage : même à l'envers, l'objet qui lévite *sous* le support est maintenu à proximité à une distance constante. Ceci permet par exemple de coincer une balle de ping-pong dans un entonnoir renversé, à travers lequel un jet d'air est envoyé. Notre étude ne se place jamais dans des conditions où ce phénomène risque de se produire.

3.2 Souffler sous un liquide

3.2.1 Critère de décolage

Nous venons de voir qu'une goutte peut léviter lorsqu'elle est déposée sur un coussin d'air. Ce dernier peut être créé grâce à une surpression $\Delta P = P_+ - P_0$ appliquée sous une surface poreuse, comme le présente le schéma de la figure 3.6 [41]. Si on souffle suffisamment fort pour compenser le poids de l'objet, alors on le maintient en l'air. La goutte qui lévite a un comportement erratique et bouge dans toutes les directions au-dessus de la zone soufflée, ce qui est illustré à la figure 3.7.

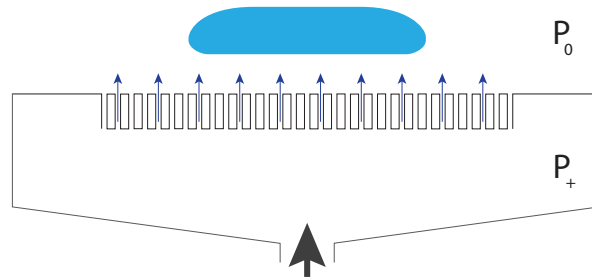


FIGURE 3.6 – Goutte d'eau en lévitation au-dessus d'un coussin d'air créé par une soufflerie. La flèche noire représente l'arrivée d'air dans la soufflerie, reliée au réseau d'air comprimé. La difficulté que l'air a à passer à travers les pores crée une surpression P_+ à l'intérieur de la boîte, par rapport à la pression atmosphérique P_0 . Les flèches bleues représentent le flux qui traverse le poreux et crée le coussin d'air sur lequel la goutte repose.

Cependant, la goutte n'arrive pas toujours à proximité de la surface lorsque celle-ci est traversée par un courant d'air : si la soufflerie est coupée, la goutte va se poser sur la surface du poreux et éventuellement s'y étaler. On peut souhaiter rétablir la lévitation pour déplacer l'objet vers un autre endroit ou bien nettoyer la surface.

La mobilité d'une goutte peut être contrôlée par la surface poreuse hydrophobe. N. Vourdas a montré que les pressions de démouillage peuvent dépasser celles de mouillage lorsque la surpression sous le poreux est augmentée : l'adhésion de la goutte diminue et elle est plus mobile (3^e et 5^e images de la figure 3.8). Réciproquement, on peut avec ce même substrat capturer des gouttes : une

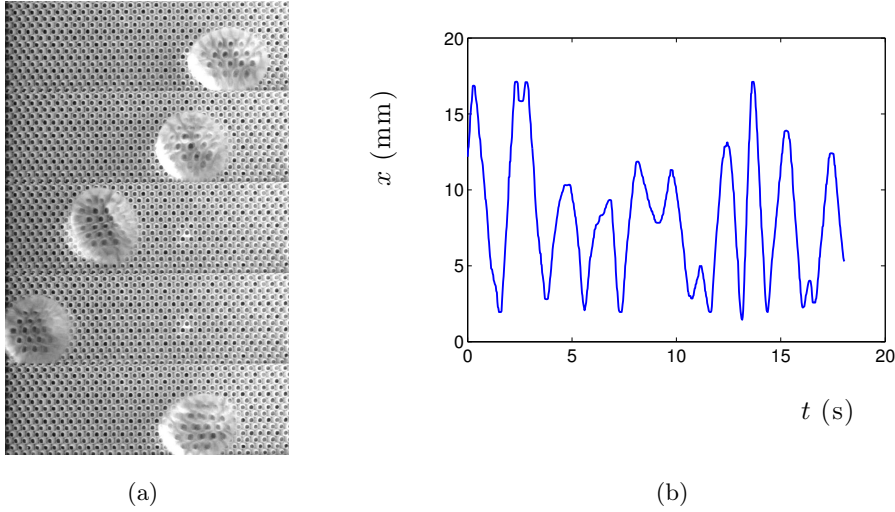


FIGURE 3.7 – (a) Goutte de 4 mm de rayon, en lévitation au-dessus d’une surface poreuse à travers laquelle de l’air est soufflé. Intervalle entre les images : 50 ms. (b) Trajectoire de la goutte (a) : elle se déplace de droite à gauche (axes des x), rapidement et de façon erratique.

dépression sous le poreux aspire la goutte. Cela favorise son mouillage, et elle adhère alors plus sur la surface [115], comme l’illustre la figure 3.8, à la 4^e image. Ainsi ce système présente une adhésion modulable, permettant de se débarrasser ou de capturer des gouttes à la surface.

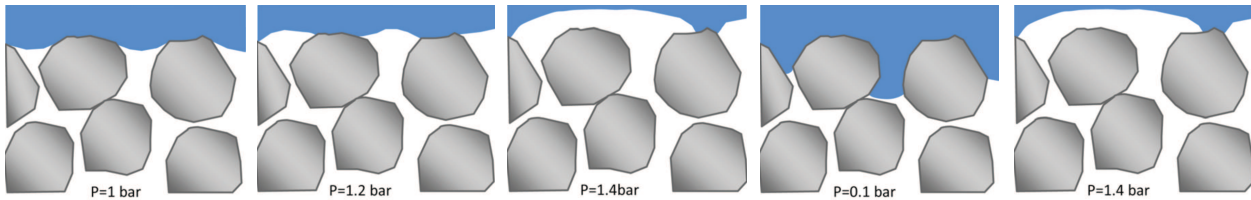


FIGURE 3.8 – Schéma (hors échelle) représentant une goutte d’eau (en bleu) déposée sur un poreux hydrophobe. La pression est variée de 1 bar à 1,4 bar : la goutte adhère moins à la surface. Lorsqu’une dépression est appliquée, à 0,1 bar, la goutte entre dans les cavités : son adhésion augmente. Si la pression revient ensuite à 1 bar, la situation est la même qu’initialement. Illustration tirée de [115].

Le matériau dans lequel nous avons créé notre poreux, du Plexiglas, est naturellement hydrophile. L’angle de contact de l’eau sur le Plexiglas est d’environ 60° , comme on l’observe sur la première image de la figure 3.9. La goutte s’étale donc préalablement sur la surface poreuse. Pour la décrocher proprement, on peut être tenté d’augmenter progressivement la pression dans la soufflerie, afin d’induire une lévitation semblable à celle de la figure 3.5(b). Ainsi, dans la figure 3.9, on voit sur la première image la goutte au repos sur la surface. Lorsque la surpression augmente, des bulles apparaissent à l’embouchure des trous du poreux. Petit à petit, ces bulles grossissent et sont de plus en plus nombreuses, conduisant à une ébullition dans la goutte et pour finir, à sa fragmentation. Ceci a pour conséquence de répartir le liquide sur une grande zone autour de la goutte initiale, alors que notre but était de nettoyer la surface ou de déplacer l’objet en conservant son intégrité.

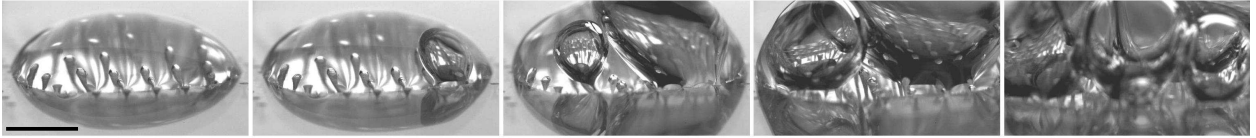


FIGURE 3.9 – Une goutte d’eau est posée sur une surface de Plexiglas poreux et hydrophile. La surpression sous la plaque poreuse est nulle au début (image de gauche) puis elle est graduellement augmentée. Des poches d’air apparaissent, conduisant à une ébullition dans la goutte. Les images sont séparées de 0,7 s et les trous dans la plaque sont espacés de 0,7 mm (barre d’échelle : 2 mm).

En revanche, lorsque la plaque de Plexiglas poreux est traitée avec un revêtement superhydrophobe à l’aide d’Ultra Ever Dry (UltraTech International), les observations sont très différentes. Cette fois, la goutte posée sur la surface au repos ne s’étale pas mais reste sous forme de flaque, avec un angle de contact très élevé, de l’ordre de 165° . La vue de 3/4 présentée à la figure 3.10 met en exergue la nouveauté du comportement. Ici aussi, des poches d’air se forment lorsque la pression sous la plaque augmente ; en revanche, comme la surface est superhydrophobe, l’air s’y étale préférentiellement à l’eau. Les poches d’air ont donc tendance à s’étendre sous la goutte. Lorsqu’elles finissent par se rejoindre, la goutte n’est alors plus en contact avec la surface : elle lévite.

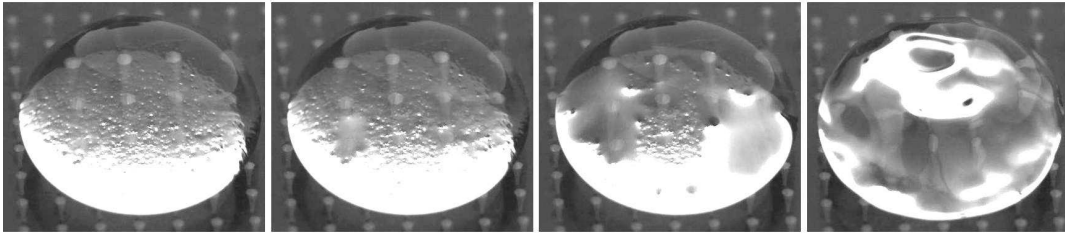


FIGURE 3.10 – Une goutte d’eau est posée sur une surface de Plexiglas poreux et superhydrophobe. La surpression sous la plaque poreuse est nulle au début (image de gauche) puis elle est graduellement augmentée. Des poches d’air plates apparaissent sous la goutte, se rejoignent et soulèvent le liquide. Les images sont séparées de 0,3 s et les trous dans la plaque sont espacés de 0,7 mm.

Ces deux exemples soulignent l’importance des propriétés de surface dans le but de soulever une goutte d’un poreux. En effet, un liquide s’étale sur une surface hydrophile. Comme schématisé figure 3.11, l’air injecté forme des bulles, dont l’angle de contact θ_c satisfait les conditions de Young au niveau de la ligne triple entre le solide, le liquide et la phase gazeuse. Lorsque la bulle grossit, elle satisfait toujours les conditions d’angle de contact, jusqu’à ce que sa hauteur soit supérieure à celle de la goutte. On assiste alors à la crise d’ébullition.

Dans le cas d’une surface superhydrophobe, l’angle de contact à la ligne triple respecte aussi les conditions de Young : la bulle s’étale sous la goutte comme l’illustre la figure 3.12. On voit qu’il est plus facile ici de trouver des situations où la goutte est soulevée, puisque l’air s’étend en premier lieu à l’interface entre le solide superhydrophobe et le liquide.

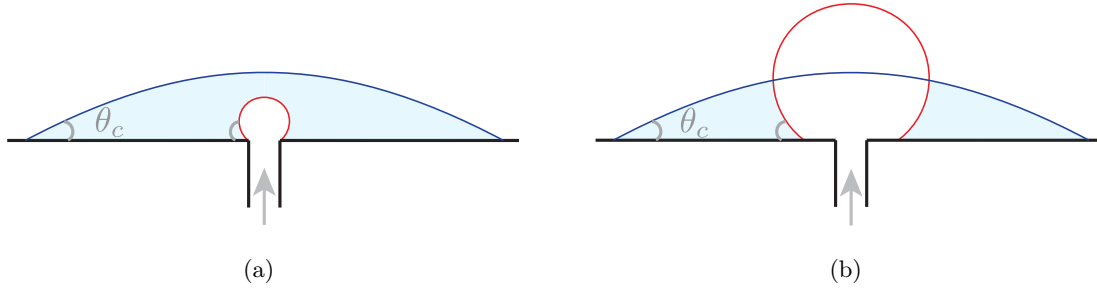


FIGURE 3.11 – **(a)** Schéma d’une goutte étalée sur une surface poreuse (ramenée à un pore) hydrophile. De l’air est injecté (flèche grise), créant une bulle sphérique à l’intérieur de la goutte, qui respecte les conditions d’angle de contact. **(b)** Étape suivante : on continue d’injecter de l’air. La bulle grossit, tout en maintenant son angle de contact. Arrive un moment où le haut de la bulle dépasse le sommet de la goutte : c’est la crise d’ébullition.

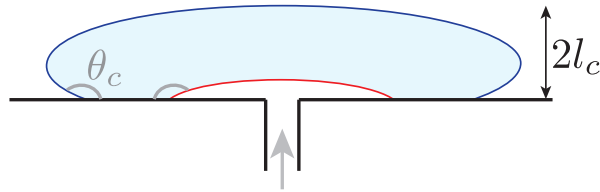


FIGURE 3.12 – Schéma d’une goutte étalée sur une surface poreuse (ramenée à un pore) superhydrophobe. L’air injecté (flèche grise) crée une bulle à l’intérieur de la goutte. En respectant les conditions d’angle de contact, l’air s’étale sous la goutte.

Si l’on note θ_c l’angle de contact de la goutte sur la surface poreuse (indiqué en gris sur les schémas des figures 3.11 et 3.12), alors la bulle d’air dans la goutte forme un angle de contact $\pi - \theta_c$. Pour que l’évacuation de l’air se fasse horizontalement plutôt que verticalement, il faut que la hauteur de la bulle d’air reste inférieure à celle de la goutte. En notant l_c la longueur capillaire, cette condition sur les hauteurs donne : $2l_c \sin \frac{\pi - \theta_c}{2} < 2l_c \sin \frac{\theta_c}{2}$, ce qui conduit à la condition simple sur l’angle de contact $\theta_c > \frac{\pi}{2}$. Ainsi, comparer les hauteurs de la bulle et de la goutte conduit à la nécessité d’utiliser un matériau hydrophobe, pour s’assurer que l’air est évacué de façon préférentiellement horizontale plutôt que verticale.

Nous avons tenté des expériences pour étudier l’influence de l’angle de contact sur la possibilité de faire décoller une goutte. Des difficultés sont apparues lorsqu’il a fallu traiter les surfaces, la taille des plaques poreuses en Plexiglas rendant les silanisations difficiles. Par ailleurs, la ligne de contact de la bulle d’air reste souvent accrochée au niveau des rugosités du pore, ce qui bloque son extension. Nous avons pour cela essayé de fabriquer un système en verre constitué d’un capillaire raccordé à une plaque ; le raccord devait être le plus lisse possible pour éviter que la ligne de contact ne s’y accroche. Aucune plaque produite n’était vraiment satisfaisante pour les expériences.

Une autre situation, présentée au chapitre 2, décrit une expérience complémentaire : un pore relié à une petite soufflerie (une seringue remplie d’air dans ce cas) est placé au fond d’une cuve d’eau. Les murs à l’intérieur de la cuve peuvent être traités chimiquement pour changer l’angle de

contact, et on observe de grandes variations du volume de la bulle d'air qui se détache. Ces données incluent la mesure du rayon maximal d'étalement de la bulle dans la cuve, et cette information peut être utilisée pour déterminer la distance minimale entre deux pores pour soulever une goutte, à angle hydrophobe de contact fixé.

3.2.2 Influence du poreux

Nous nous plaçons désormais dans le cas où la lévitation d'une goutte est garantie, c'est-à-dire dans le cas où le poreux est superhydrophobe et permet le décollage des gouttes. Dans cette partie, nous cherchons à comprendre comment les caractéristiques du poreux (nombre et taille des pores sous la goutte) facilitent la lévitation. Deux expériences ont été menées : une première dans laquelle, pour une épaisseur de Plexiglas donnée, le nombre de trous sous une goutte varie, à diamètre fixé (points bleus de la figure 3.13) ; et une deuxième où le nombre de trous est fixé à un seul mais où le rayon du pore varie (points rouges de la figure 3.13). Dans les deux cas, le volume de la goutte à soulever est constant et fixé à 300 μL . La fraction surfacique Φ de trous sous la goutte est le rapport de l'aire d'un trou et de la surface recouverte par la goutte, estimée par le volume divisé par l'épaisseur (2 fois la longueur capillaire).

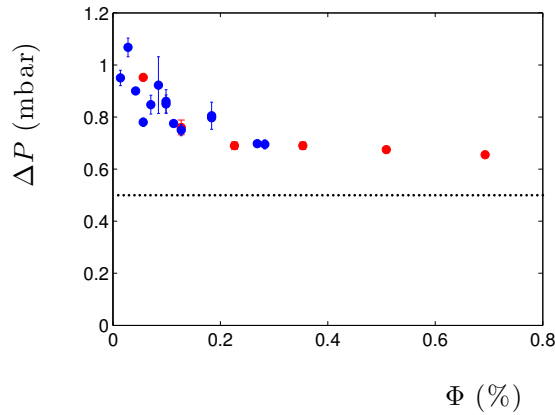


FIGURE 3.13 – Surpression ΔP à appliquer sous une goutte de 300 μL pour qu'elle décolle, en fonction de la fraction surfacique Φ de trous sous la goutte, en pourcentage. Les points bleus sont les expériences à diamètre de trou constant (fixé à 100 μm) et nombre variable sous la goutte. Les points rouges sont les expériences avec un seul orifice sous la goutte, dont la taille varie. La ligne noire indique $\Delta P = \rho_l g 2l_c$, la compensation du poids de la goutte.

Quand le nombre de trous ou le rayon des pores augmentent, la surpression ΔP à appliquer pour faire décoller la goutte du poreux superhydrophobe diminue. Dans les deux cas, cette surpression tend vers une valeur proche de 0,6 mbar. En effet, pour léviter, la goutte doit subir une force capable de compenser son poids. Les gouttes utilisées ici ont un volume de 300 μL : elles sont aplaties par la gravité, et leur épaisseur est proche de 2 fois la longueur capillaire. Une pression $\Delta P \sim \rho_l g 2l_c$ (avec ρ_l la masse volumique du liquide, et g l'accélération de la pesanteur), c'est-à-dire $\Delta P \approx 0,5$ mbar,

doit donc permettre d'observer le décollement de la goutte. Cette valeur, indiquée par la ligne pointillée de la figure 3.13, est proche de celle trouvée expérimentalement.

Si le nombre de trous est faible ou que leur rayon est petit, l'air n'a que peu d'espace par où passer : la résistance hydraulique de la plaque est élevée. La loi de Darcy permet de relier la surpression à cette résistance R_H [41] : $\Delta P = R_H Q$, où Q est le débit à travers le poreux. Cette loi est l'analogue hydrodynamique de la loi d'Ohm. Ainsi, si la résistance hydraulique du poreux augmente, la pression à appliquer dans la soufflerie est plus élevée. Le cas $\Delta P \sim \rho_l g 2l_c$ est atteint pour des résistances hydrauliques faibles, donc des situations où les pores sont larges et nombreux, comme dans le cas d'une grille.

3.2.3 Observations

Enfin, après avoir vu comment les propriétés du poreux affectent la lévitation d'objets, nous nous intéressons au comportement de ces gouttes en lévitation.

Lorsqu'une goutte lévite, elle repose sur un coussin d'air : ceci implique dans un premier temps qu'elle ne touche plus son support, et sa forme tend vers une sphère pour les petits volumes ou une flaque non-mouillante pour les gros volumes [116]. Dans un deuxième temps, le coussin se trouve écrasé par le poids du liquide : l'air en est chassé. C'est pourquoi il est nécessaire d'alimenter en continu sous la goutte, pour éviter que tout l'air ne s'enfuie et qu'il n'y ait plus rien pour assurer la lévitation. Ce jeu d'évacuation et d'alimentation engendre des vibrations de la surface de la goutte, qui se manifestent par l'apparition spontanée d'oscillations de la goutte entière ; plusieurs modes sont fréquemment visibles (figure 3.14) [117]. Ces oscillations sont observées dans le cas de gouttes en lévitation soufflée [118], mais aussi en caléfaction, en lévitation acoustique ou encore magnétique [119].

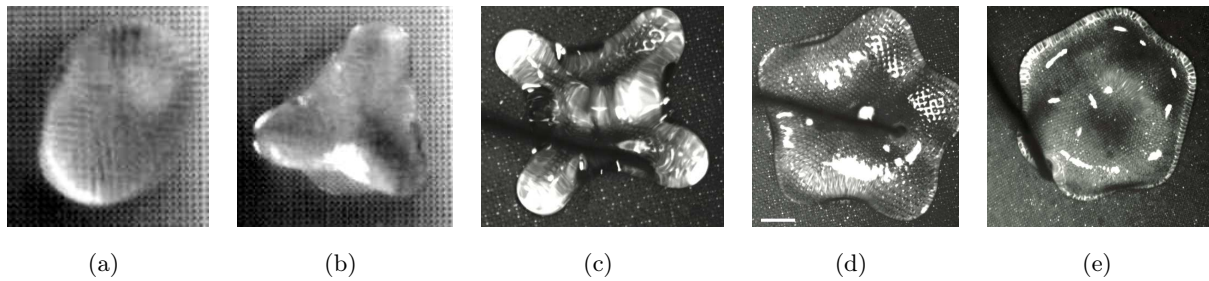


FIGURE 3.14 – Gouttes d'eau en lévitation au-dessus d'une surface poreuse à travers laquelle de l'air est soufflé, oscillant suivant les modes (a) 2, (b) 3, (c) 4, (d) 5 et (e) 6. Les images (a) et (b) sont des observations expérimentales ; les images suivantes sont tirées de [118].

De même qu'en caléfaction [56] (puisque les deux systèmes de lévitation, soufflée ou Leidenfrost, présentent beaucoup de similarités [113]), lorsque la goutte est très grande une autre instabilité peut se développer [120]. En effet, lorsque le volume de liquide est grand, la goutte s'étale largement et la distance à parcourir par l'air est grande, avant d'atteindre le bord et de s'évacuer. Ceci favorise

la création de poches d'air piégées sous la surface concave de la goutte ; elles ne parviennent pas à atteindre le bord de la goutte assez vite : ces poches s'échappent alors préférentiellement par le haut plutôt qu'horizontalement, contribuant ainsi à la formation de cheminées, comme illustré en figure 3.15. En caléfaction, le rayon maximal d'une flaque dans laquelle aucune cheminée ne se développe a été estimé à $\frac{r_{max}}{l_c} = 4,0 \pm 0,2$; l'instabilité de Rayleigh-Taylor permet d'expliquer la valeur de ce rayon critique [56, 120].

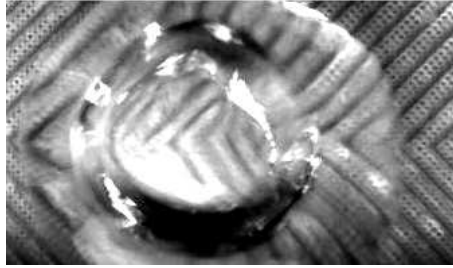


FIGURE 3.15 – Cheminée apparaissant dans une très grosse goutte de 1 mL, en lévitation au-dessus d'une surface soufflée (et texturée).

Pour notre étude, il sera nécessaire d'éviter ces oscillations et la formation des cheminées, car dans ces cas, le coussin d'air est trop instable pour être exploité de façon efficace.

3.3 Faire avancer

3.3.1 Des macro-textures sur un poreux pour propulser

Nous venons de voir qu'il est possible de faire léviter des liquides au-dessus d'un coussin d'air généré par une soufflerie. Une fois que la goutte est en lévitation, elle a un comportement très erratique explicité à la figure 3.7, sans direction précise, et se met en général à osciller (photos 3.14). Si ce résultat, la lévitation, est un premier pas agréable dans l'optique de débarrasser une surface de ses polluants liquides, il manque toutefois la capacité à diriger l'évacuation des objets. Outre nettoyer des surfaces, la lévitation peut être utilisée afin de garantir l'absence de contact et de contamination de liquides très purs, pour des applications dans les technologies de pointe ou bien médicales. Dans ces cas aussi, il ne s'agit pas seulement de faire léviter les objets, mais aussi de les déplacer. Ainsi cette partie se concentre sur la possibilité de faire bouger de façon contrôlée une goutte en lévitation.

Un système sophistiqué a été proposé par G. Laurent [121] pour déplacer des objets au-dessus d'une table de air hockey : la surface poreuse est constituée d'un ensemble de buses individuellement contrôlées. En choisissant finement la pression de certaines d'entre elles, dépression ou surpression par rapport à la moyenne, il démontre qu'un petit objet solide peut être déplacé. Nous nous intéresserons à une situation où le poreux ne nécessite pas un tel apport technologique, en vue d'une utilisation plus simple.

Comme la goutte lévite, elle n'est accrochée à aucun support et donc est extrêmement mobile : de toutes petites forces pourraient suffire pour la déplacer. Pour engendrer un mouvement contrôlé de la goutte, une idée est l'introduction de macro-textures [122] à la surface de la plaque poreuse. En effet, ces macro-textures ne modifient pas les propriétés intrinsèques du poreux, donc ne gênent pas la lévitation. Leur présence modifie toutefois l'écoulement du coussin d'air, écrasé par le poids de la goutte : sans macro-texture, l'air s'évacue de façon isotrope ; avec des macro-textures, l'air est contraint de modifier son échappement et de suivre les directions imposées le long des textures [122]. Cependant, tout type de macro-texture n'est pas bon pour engendrer un mouvement, notre objectif présent.

Les macro-textures que nous utilisons consistent simplement en des murs verticaux sur la surface poreuse, comme illustré en figure 3.16. Ces murs créent des canaux, fermés en haut par la présence de l'objet à faire léviter. L'air insufflé par en-dessous n'a pas d'autre possibilité que de s'évacuer horizontalement en empruntant un canal [123, 124]. Nous créons ces rainures avec le cutter-laser : après avoir découpé les pores dans la plaque de Plexiglas, des lignes sont gravées, enlevant de la matière aux endroits désignés. Nous obtenons ainsi un système de lévitation soufflée où l'évacuation du coussin d'air est parfaitement contrôlée.

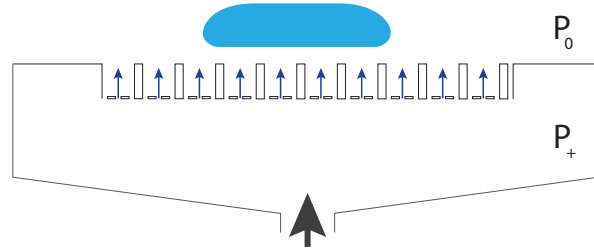


FIGURE 3.16 – Schéma présentant en vue de côté la soufflerie dont la plaque poreuse supérieure a été modifiée par l'ajout de macro-textures. Dans nos expériences, la hauteur des murs est $180\text{ }\mu\text{m}$. Ceci ne gêne pas la lévitation d'une goutte placée au-dessus de cette surface, mais contraint l'air à s'évacuer dans des directions précises. La flèche noire représente l'arrivée d'air comprimé dans la soufflerie, et les flèches bleues, l'air qui sort des pores à cause de la surpression $P_+ > P_0$ dans la soufflerie, et qui contribue au coussin d'air.

Maintenant que nous avons un moyen sûr de modifier l'écoulement de l'air sous l'objet qui lévite, nous pouvons nous intéresser à l'agencement de ces canaux. Comme présenté en figure 3.17(a), le cas d'un motif symétrique ne peut pas générer de propulsion : si l'air s'évacue bien le long de chaque canal et non plus de façon isotrope sous la goutte, la symétrie de l'écoulement n'est pas brisée. Il n'y a donc pas de direction préférentielle d'évacuation de l'air dans cette géométrie.

Pour générer une propulsion, il faut alors rompre la symétrie de l'écoulement de l'air sous l'objet. Nous proposons un motif de lignes brisées : des chevrons [123]. Dans ce cas, comme illustré figure 3.17(b), l'air qui suit toujours la direction imposée par les canaux n'est plus évacué de façon isotrope ni symétrique : une direction préférentielle apparaît, vers la droite sur notre schéma.

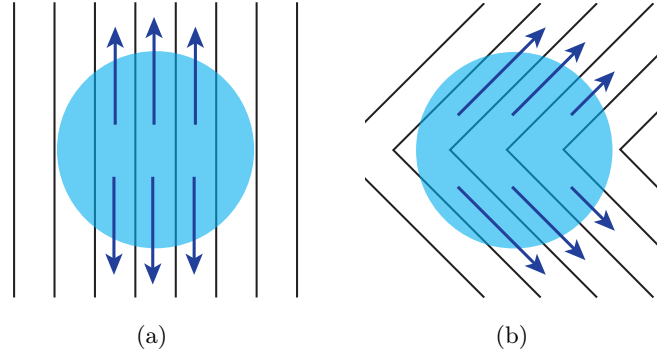


FIGURE 3.17 – Schéma présentant en vue de dessus une goutte d’eau lévitant au-dessus d’une surface poreuse (pores non représentés) avec des macro-textures, signalées par les lignes noires. **(a)** Les macro-textures sont choisies parallèles sous la goutte. L’air qui s’évacue, représenté par les flèches bleues, est contraint de s’échapper le long des canaux. **(b)** Les macro-textures sont choisies asymétriques sous la goutte, suivant des lignes brisées formant des chevrons[123, 124]. Une direction préférentielle apparaît vers la droite.

Nous comptons à présent exploiter ces macro-textures asymétriques à la surface d’un poreux pour déplacer facilement des objets, sans contact.

Limites des gouttes

Nous venons de voir qu’il est possible de déplacer des gouttes en lévitation au-dessus d’une soufflerie à l’aide de textures. Cependant, si les gouttes sont petites, elles sont difficiles à faire avancer : l’aire sous la goutte étant minime, la zone où l’air est redirigé par les chevrons est minuscule. La goutte, soumise à des oscillations erratiques, est très instable et ne reste pas facilement centrée sur la piste.

Les gouttes ont une géométrie fixée par l’équilibre entre capillarité et gravité : lorsque leur volume augmente, elles grandissent en maintenant leur circularité, et leur épaisseur ne dépasse pas $2l_c$, 2 fois la longueur capillaire. Pour étudier l’influence d’autres formes sur la propulsion, nous devons passer par d’autres objets. Par ailleurs les gouttes se déforment très facilement, s’enfonçant dans les canaux et cognant contre les murs : ceci nous oblige à recouvrir le poreux d’un traitement superhydrophobe pour éviter que la goutte ne s’empale et reste sur place, mais cela crée aussi une friction dont l’étude séparée fait l’objet de la partie III, et qui complique l’analyse de la force de propulsion.

Même si récemment, des petits radeaux de Plexiglas ont été propulsés en caléfaction (grâce à la présence de nombreuses gouttes d’eau à la surface inférieure du solide : en s’évaporant ces gouttes produisent suffisamment de vapeur pour faire léviter l’objet) [125], en général la caléfaction ne s’adresse qu’aux matériaux capables de s’évaporer ou de se sublimer. Dans le cas d’une lévitation induite par de l’air soufflé, toutes sortes d’objets peuvent être soulevés, allant des êtres humains aux gouttes, en passant par les voitures : il n’y a pas besoin que l’objet crée son propre coussin de vapeur. Ainsi, nous ne sommes pas contraints de restreindre notre système à la lévitation des liquides, et

pouvons étudier la lévitation d'objets solides, tels des lamelles de verre. La figure 3.5(a) illustre cette idée.

Le déplacement d'objets solides est au moins aussi courant et nécessaire que celui de liquides ; la lévitation permet de les déplacer sans chocs, ce qui les affranchit des problèmes de contamination, d'impuretés et de casse. N'étant plus en contact avec leur substrat, les solides en lévitation ont, de même que les gouttes en lévitation, une mobilité immensément accrue : nous exploitons cette propriété intéressante. Par ailleurs, ces objets solides ne se déforment pas : il n'y a plus de risque de chocs contre les textures, ce qui n'abîme plus le substrat d'une part, et d'autre part réduit encore la friction du système, contribuant à une mobilité accrue. Enfin, les dimensions d'un solide peuvent être variées de façon autonome, sans s'affecter les unes les autres.

Montage expérimental

Le solide que nous cherchons à déplacer a une géométrie contrôlée et facilement variable : il s'agit d'une lamelle de verre de longueur a , largeur b et d'épaisseur c . Sa masse volumique est $\rho_g = 2300 \text{ kg/m}^3$, et la masse correspondante $M = \rho_g abc$. Il lévite au-dessus d'un flux d'air constant, généré par une soufflerie identique à celle précédemment utilisée. L'horizontalité de l'expérience est vérifiée au début de chaque série de mesures, à l'aide d'un niveau à bulles de précision 0,1 mm/m.

La plaque poreuse qui ferme notre soufflerie (voir figure 3.18) est du Plexiglas d'épaisseur $e = 2 \text{ mm}$, percé de trous de rayon $r = 100 \text{ }\mu\text{m}$ espacés d'un pas $p = 400 \text{ }\mu\text{m}$. La vitesse de l'air qui s'échappe par chacun de ces pores est notée w . Des canaux de largeur $W = 1 \text{ mm}$ et de profondeur $h = 180 \text{ }\mu\text{m}$ sont gravés au cutter-laser ; ils sont séparés par des murs d'épaisseur $\lambda = 300 \text{ }\mu\text{m}$, agencés en forme de chevrons dont l'angle de demi-ouverture est α . La longueur d'un de ces canaux sous la plaque est notée $L = \frac{b}{2} \sin \alpha$, et U est la vitesse à laquelle l'air s'échappe horizontalement du canal. La pression correspondante sous la lamelle de verre est $P_1(x)$, où x est l'abscisse le long du canal. On note X la direction de propulsion, axe de symétrie des chevrons. Toutes les expériences commencent avec une pression dans la soufflerie P_2 égale à la pression atmosphérique P_0 , puis P_2 est progressivement augmentée.

Lorsque la pression est ainsi augmentée, l'air se met à circuler sous la plaque le long des canaux. Tant que la pression n'est pas suffisante pour faire léviter l'objet, ce dernier repose sur le haut des murs et la friction solide est telle qu'il ne peut pas avancer. Si on augmente beaucoup la pression, l'objet se met à léviter et la friction devient quasi inexistante. On choisit expérimentalement une surpression telle que la plaque est maintenue en l'air juste au-dessus des textures : sa hauteur de lévitation est très proche de celle des murs, $h \approx 180 \text{ }\mu\text{m}$. On observe alors qu'elle se met spontanément à avancer dans le sens inverse de celui des flèches des chevrons, comme désigné par la flèche rouge de la figure 3.18 et visible sur la série d'images figure 3.19(a). La plaque est maintenue centrée sur la piste à l'aide de barres placées sur les côtés. La position en fonction du temps (figure 3.19(b)), obtenue à partir des films des expériences, nous permet d'accéder à l'accélération $\ddot{X}$ subie par l'objet ; nous l'estimons par un fit parabolique de la position. Ainsi il est possible de déduire la force de propulsion

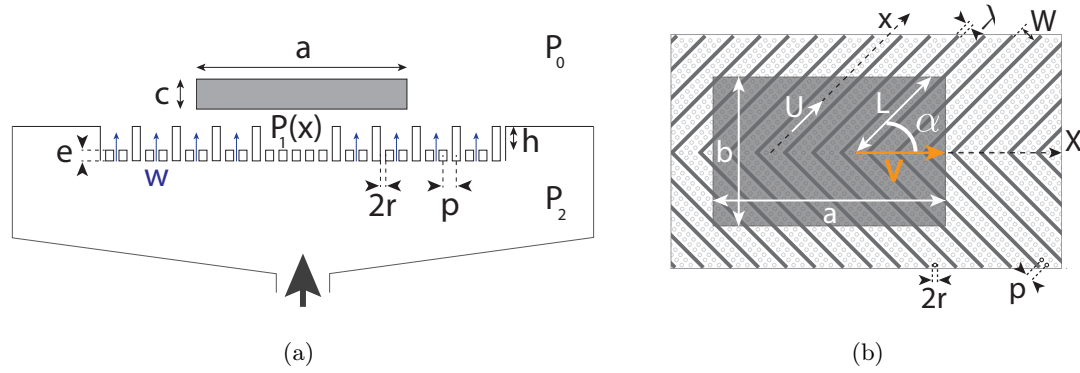


FIGURE 3.18 – (a) Schéma de profil de la soufflerie : de l'air est injecté en bas de la boîte (flèche noire). Des pores cylindriques de longueur $e = 2$ mm, de rayon $r \approx 100 \mu\text{m}$ et répartis en un réseau carré de pas $p = 400 \mu\text{m}$ permettent à l'air de passer à une vitesse w . Un solide (en gris) de longueur a et d'épaisseur c lévite au-dessus de murs de hauteur h , grâce à une surpression P_1 dans les canaux, générée par une pression P_2 dans la soufflerie. (b) Schéma de dessus de l'expérience : la plaque (en gris) de longueur a et largeur b avance dans le sens de la flèche orange à une vitesse V , et lévite au-dessus de canaux de largeur $W = 1$ mm, séparés par des murs d'épaisseur $\lambda = 300 \mu\text{m}$, alignés en chevrons d'angle de demi-ouverture α . La longueur d'un canal sous la plaque est notée L , et la vitesse de l'air est U .

$F = M\ddot{X}$ générée par les macro-textures sur la lamelle de verre. Pour la plaque présentée figure 3.19, la force mesurée est d'environ $53 \mu\text{N}$. Le poids de cette plaque vaut $\rho_g abc g \approx 11 \text{ mN}$: la valeur de la force de propulsion est extrêmement faible, inférieure au poids de 3 ordres de grandeurs, mais suffisante pour faire avancer grâce à l'absence de friction dans le système.

3.3.2 Propulsion

Nous nous penchons dans cette section sur l'étude spécifique de la force de propulsion et de la surpression nécessaire pour faire léviter les plaques.

Observations expérimentales

Géométrie de la plaque de verre

Nous étudions dans un premier temps la dépendance de la force de propulsion en fonction des paramètres géométriques des plaques rectangulaires. Le poreux utilisé est le même dans toutes les expériences : l'angle de demi-ouverture de ses chevrons est $\alpha = 45^\circ$. Nous réalisons les expériences pour deux épaisseurs de plaques, $c = 160 \mu\text{m}$ et $c = 1$ mm, en faisant varier leur longueur a et largeur b . L'expérience est menée 2 fois pour chaque paramètre de plaque, et est constituée d'en moyenne 4 lancers. La moyenne de ces données est présentée au graphe 3.20(a). La force de propulsion F prend des valeurs comprises entre 10 et $100 \mu\text{N}$; comme souligné auparavant, ces valeurs sont très faibles — entre autres face au poids — mais suffisantes pour générer de la propulsion grâce à l'absence de friction dans le système. On voit sur ce graphe 3.20(a) que pour une épaisseur c de plaque donnée, la force F augmente de façon apparemment proportionnelle avec la longueur de la plaque a . De même,

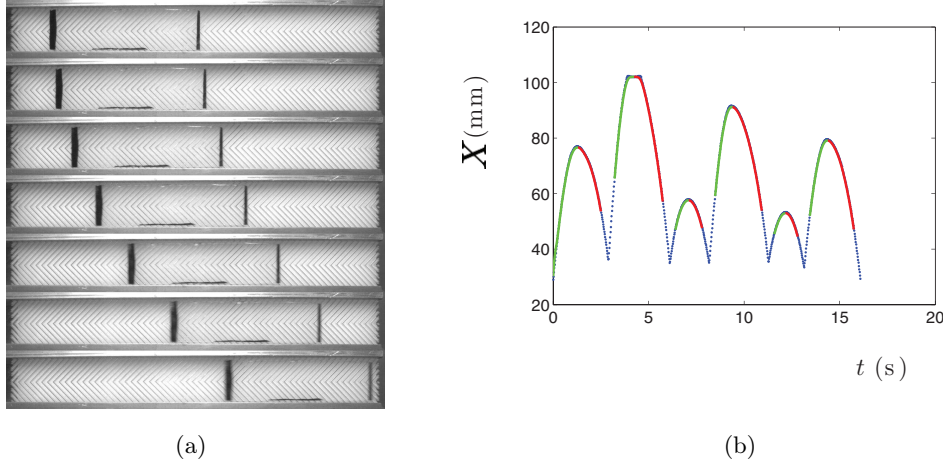


FIGURE 3.19 – (a) Séquence d’images montrant la propulsion d’une plaque de verre d’épaisseur $c = 1$ mm, de longueur $a = 45$ mm et de largeur $b = 12$ mm (l’avant et l’arrière de la plaque ont été marqués au feutre noir pour faciliter la détection). Les chevrons sont ouverts d’un demi-angle $\alpha = 45^\circ$. L’intervalle entre deux images est de 0,3 s. Les barres sur les côtés de la piste garantissent le centrage de la plaque tout du long de l’expérience. (b) Position X du centre de masse de la même plaque, issue de la même expérience, en fonction du temps. La plaque est lancée plusieurs fois d’affilée à contre-sens. Les points bleus sont les données expérimentales, les lignes vertes et rouges montrent les fits paraboliques établis pour les phases où la vitesse ralentit puis celle où elle ré-augmente, respectivement.

à longueur a donnée, F augmente avec l’épaisseur c de la plaque ; le ratio entre les pentes des lignes solides de la figure 3.20(a) est 6,25. Cette valeur est très proche du ratio entre les deux épaisseurs des plaques qui vaut 6,2 : ceci suggère une proportionnalité entre la force F et le paramètre c . En revanche, la largeur de la plaque, b , ne semble pas jouer de rôle sur la force de propulsion mesurée expérimentalement : alors que la largeur est variée d’un facteur 4, les valeurs de force sont très regroupées.

Géométrie des chevrons

Dans un deuxième temps, nous nous intéressons à l’influence de la géométrie des chevrons, et en particulier à l’angle de demi-ouverture sur la propulsion des plaques. La propulsion à la figure 3.20(b) est une fonction non-monotone de l’angle de demi-ouverture des chevrons. Lorsque $\alpha = 0$ ou 90° , les textures sont en fait des lignes droites, parallèles ou perpendiculaires à l’axe des X (choisi dans le sens de la propulsion, comme indiqué sur le schéma 3.18) respectivement et $F = 0$ μN . En effet, dans ces deux situations, si l’air sous la plaque est bien redirigé dans une direction définie par les lignes (dans la longueur ou dans la largeur de la plaque), il l’est autant dans un sens que dans l’autre puisque la symétrie n’a pas été brisée : il n’y a aucune propulsion. La propulsion est maximale autour de $\alpha = 45^\circ$.

Ce comportement est observable sur les trois plaques présentées, toutes d’épaisseur 1 mm, et dont les dimensions $a \times b$ varient suivant $30 \times 12 \text{ mm}^2$ (triangles), $23 \times 12 \text{ mm}^2$ (losanges) et $15 \times 6 \text{ mm}^2$ (étoiles).

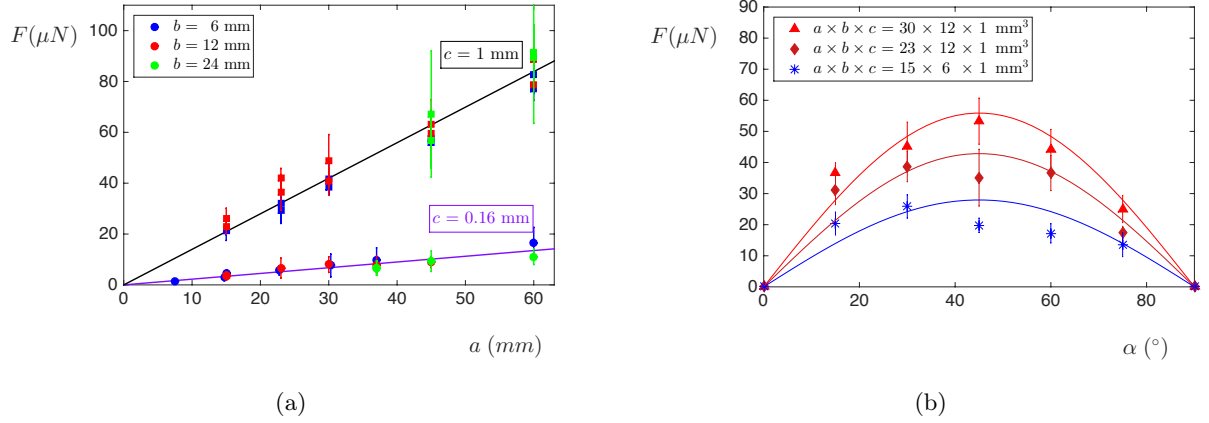


FIGURE 3.20 – (a) Force de propulsion F , en μN , en fonction de la longueur de la plaque a , pour trois largeurs : $b = 6 \text{ mm}$ (points bleus), $b = 12 \text{ mm}$ (points rouges) et $b = 24 \text{ mm}$ (points verts), et pour deux épaisseurs : $c = 0,16 \text{ mm}$ (disques) et $c = 1 \text{ mm}$ (carrés). Les lignes solides représentent les équations 3.1 et 3.12. (b) Force de propulsion en fonction de l'angle de demi-ouverture des chevrons. Les plaques font toutes 1 mm d'épaisseur ; les triangles représentent les résultats obtenus avec une plaque $a \times b = 30 \times 12 \text{ mm}^2$, les losanges $a \times b = 23 \times 12 \text{ mm}^2$ et les étoiles $a \times b = 15 \times 6 \text{ mm}^2$. Les lignes pleines représentent l'équation 3.12.

Un autre paramètre à faire varier sur les chevrons pourrait être la hauteur des murs. Les résultats présentés sont obtenus avec une profondeur $h = 180 \mu\text{m}$: le cutter-laser avec lequel nous gravons ces canaux ne permet pas d'aller en-dessous avec précision. Utiliser des conduits plus profonds obligerait à aller à de plus grandes pressions pour faire léviter la plaque, et risquerait de nous faire sortir de la zone des faibles Reynolds. Ceci est l'objet d'une étude séparée au paragraphe 3.3.4.

Modèle en loi d'échelle

Les plaques en lévitation sont propulsées dans le sens opposé à celui indiqué par la flèche que forment les chevrons, c'est-à-dire finalement dans le même sens que l'éjection de l'air (voir figure 3.18). Ainsi, la plaque semble entraînée par le mouvement sous-jacent de l'air : nous supposons que la propulsion résulte d'un entrainement visqueux par l'écoulement directionnel de l'air [123, 124].

L'air qui sort des pores sous l'objet n'a pas d'autre possibilité que de s'engager dans le canal délimité par le poreux, les murs verticaux et la surface inférieure de la plaque de verre. Sa vitesse d'éjection moyenne est U (comme indiqué sur le schéma 3.18), et sa viscosité est notée η . L'écoulement de l'air crée ainsi une contrainte $\tau \sim \eta U/h$ qui agit sur la surface inférieure de la plaque de verre, de taille ab . La force résultante ne prend en compte que les contributions dans les canaux qui ne se compensent pas lors de la projection sur l'axe des X , le plan de symétrie, ce qui fait apparaître un facteur $\cos \alpha$: $F \sim \eta U ab \cos \alpha / h$. La vitesse moyenne de l'air, U , est obtenue en comparant la friction visqueuse dans un canal $\eta U/h^2$ au gradient de pression $\delta P/L$ responsable de l'écoulement (où δP est la surpression qui règne dans un canal). Par ailleurs, la pression sous la plaque doit

assurer la lévitation, donc doit compenser le poids de l'objet : $\delta P \sim \rho_g g c$. Ceci mène à une vitesse moyenne de l'air éjecté sous la plaque $U \sim 2\rho_g g c h^2 \sin \alpha / \eta b$, ce qui nous donne une loi pour la force de propulsion :

$$F \sim \rho_g g a c h \sin 2\alpha \quad (3.1)$$

L'équation 3.1 prédit une variation linéaire de la force en a et en c , comme observé sur le graphe 3.20(a), et ne dépend pas du paramètre b , la largeur de la plaque. Elle annonce aussi un maximum pour $\alpha = 45^\circ$, et une propulsion nulle pour $\alpha = 0$ et 90° , comme observé en figure 3.20(b).

La force de propulsion est donc, d'après cette loi d'échelle, directement proportionnelle à l'épaisseur de l'objet et à sa longueur, mais pas à sa largeur. Utiliser des objets solides plutôt que des liquides nous a permis de décorrélérer les différentes longueurs caractéristiques. Par ailleurs, si la propulsion résulte d'un entraînement visqueux, la viscosité du fluide n'intervient pas dans l'expression de la force.

Pour s'assurer de la validité de la loi établie en 3.1, nous présentons au graphe 3.21 toutes nos données expérimentales de forces F en fonction de la force théorique prédite par l'équation ci-dessus. Les points s'alignent suivant une droite de pente 1, et le préfacteur numérique de la ligne noire est 0,42, valeur proche du 0,5 annoncé par l'équation 3.12 discutée au paragraphe suivant.

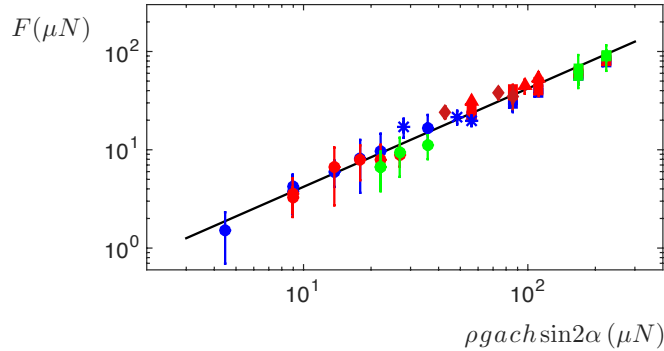


FIGURE 3.21 – Force de propulsion expérimentale des données des figures 3.20 (même code pour les symboles) en fonction de la force théorique (équation 3.1). Chaque point est une moyenne de 5 à 8 expériences. La ligne noire a pour équation $F = 0,42\rho_g g a c h \sin 2\alpha$: il s'agit de la loi d'échelle 3.1 avec un préfacteur proche de 0,5, celui indiqué à l'équation 3.12.

Modèle analytique

Comme les mesures expérimentales sont effectuées autour du point de rebroussement d'une plaque lancée à contre-sens sur les chevrons, nous considérons ici que sa vitesse est nulle par rapport à celle d'éjection de l'air. Les canaux ont donc toutes leurs parois immobiles. Nous travaillons à bas nombre de Reynolds (hypothèse vérifiée à la section 3.3.4), et la longueur des canaux par lesquels l'air est très grande par rapport à leur hauteur ou leur largeur : nous nous plaçons dans l'approximation de lubrification [126], qui fut en premier décrite par Reynolds en 1886 [127].

Bien qu'une loi d'échelle décrive la physique du phénomène observé, nous pouvons ici aller plus loin, grâce aux paramètres bien définis de notre poreux. Le but de cette partie est d'établir des équations exactes, à la fois pour la force de propulsion générée par le motif asymétrique et pour la surpression nécessaire pour faire léviter les objets [41, 128]. Les schémas de la figure 3.18 résument les notations des grandeurs utilisées.

G. Leal a effectué un calcul similaire à celui que nous allons présenter [128], en s'intéressant à la hauteur de lévitation d'un disque lisse au-dessus d'une table de air hockey. Les équations différentielles correspondantes (équation différentielle de Bessel) sont beaucoup plus compliquées en géométrie circulaire, et la solution doit alors être évaluée numériquement. Tenant compte de la forme rectangulaire de nos lamelles de verre, nous pouvons décrire de façon complètement analytique le phénomène.

Commençons par décrire le flux d'air qui passe à travers le substrat poreux : la loi de Darcy relie le flux par pore $Q = w\pi r$ (w est la vitesse d'éjection de l'air à travers un pore de rayon r) à la différence de pression $P_2 - P_1(x)$ de part et d'autre du poreux (P_2 est la pression à l'intérieur de la soufflerie et est contrôlée expérimentalement, P_1 est la pression qui règne dans les canaux sous la plaque) :

$$Q = \frac{\pi r^4}{8\eta e}(P_2 - P_1(x)) \quad (3.2)$$

dans le cas de pores cylindriques [41]. Cette loi peut être vue comme l'analogie de la loi d'Ohm, $U = RI$ où la différence de pression génère un flux modulé par la résistance hydraulique du poreux $\frac{8\eta e}{\pi r^4}$ (avec η la viscosité de l'air, e la longueur des pores et r leur rayon).

La conservation de la masse dans un canal nous fournit une deuxième équation qui relie le flux d'air dans un pore, Q , à la vitesse horizontale d'éjection de l'air dans le canal, U . Les trous sont espacés d'un pas carré p : l'apport en air par le poreux le long des rainures se fait tous les p^2 .

$$h \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{Q}{p^2} \quad (3.3)$$

En combinant ces deux équations 3.2 et 3.3 nous obtenons :

$$h \frac{\partial U(x)}{\partial x} = \frac{\pi r^4}{8\eta e p^2}(P_2 - P_1(x)) \quad (3.4)$$

Nous utilisons aussi l'équation de Poiseuille dans un canal de section rectangulaire :

$$\frac{12\eta U(x)}{h^2} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.5)$$

Les équations 3.4 et 3.5 forment un système de deux équations à deux variables. Les combiner mène à une équation du type $\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial^2 x} = \frac{\phi(x)}{\sigma^2}$, aussi bien pour la pression $P_2 - P_1(x)$ que la vitesse $U(x)$. Nous avons introduit la distance caractéristique de variation de la pression et de la vitesse $\sigma = \sqrt{\frac{2ep^2h^3}{3\pi r^4}}$, qui ne dépend que des paramètres de porosité de la plaque, e , p et r (la longueur, l'espacement et le rayon des pores) ainsi que de la hauteur des murs, h . Ces paramètres sont fixés à l'identique dans toutes nos expériences, où nous avons $\sigma = 3,0 \pm 0,3$ mm.

La vitesse d'échappement de l'air dans un canal est nulle au centre de la plaque de verre : $U(x = 0) = 0$ m/s ; par ailleurs l'extrémité du canal est reliée à l'atmosphère donc la continuité de la pression nous donne une deuxième condition aux limites : $P_1(x = L) = P_0$. L'intégration des équations précédentes conduit aux expressions de la vitesse de l'air et de la répartition de la pression dans les canaux :

$$U(x) = (P_2 - P_0) \frac{h^2}{12\eta\sigma} \frac{\text{sh} \frac{x}{\sigma}}{\text{ch} \frac{L}{\sigma}} \quad (3.6a)$$

$$P_1(x) - P_0 = (P_2 - P_0) \left(1 - \frac{\text{sh} \frac{x}{\sigma}}{\text{ch} \frac{L}{\sigma}} \right) \quad (3.6b)$$

Notons cependant que dans ces expressions, nous ne connaissons pas encore la valeur de la pression dans la soufflerie, P_2 , à appliquer pour faire léviter la plaque à une hauteur h .

Pression de propulsion

Pour que la plaque puisse léviter au-dessus des textures, nous avons besoin d'appliquer une pression P_2 dans la soufflerie afin que le profil de pression sous la plaque compense le poids. Ainsi, dans chaque canal, nous avons $\rho_g g c L (W + \lambda) = W \int_0^L (P_1(x) - P_0) dx$. Après intégration, et en introduisant la fonction $G(x) = \frac{1 + \frac{\lambda}{W}}{1 - \frac{\text{th} x}{x}}$, nous obtenons l'expression de la surpression nécessaire pour faire léviter la plaque au-dessus des textures :

$$P_2 - P_0 = \rho_g g c G \left(\frac{b}{2\sigma \sin \alpha} \right) \quad (3.7)$$

L'équation 3.7 confirme que la surpression nécessaire pour obtenir la lévitation est proportionnelle à $\rho_g g c$, comme anticipé dans la loi d'échelle.

Les mesures expérimentales de la pression, normalisée par le poids $\rho_g g c$, à laquelle la plaque commence à avancer sont montrées à la figure 3.22, en fonction de la largeur de la plaque b , pour différentes longueurs a comprises entre 15 et 60 mm et une épaisseur c de 1 mm. Si la plaque commence à avancer, alors c'est qu'elle lévite juste au-dessus des textures et que la pression appliquée lui permet d'atteindre une hauteur h . La surpression est une fonction décroissante de la largeur b

de la plaque, et semble ne pas dépendre de sa longueur a . L'équation 3.7 est tracée en noir sur cette figure, et décrit bien les données. On remarque une légère sous-estimation par le modèle des valeurs expérimentales de la pression, surtout pour les petits b , justifiée par des pertes liées à la soufflerie, et au fait que la plaque lévite certainement légèrement plus haut que les 180 μm de hauteur des murs.

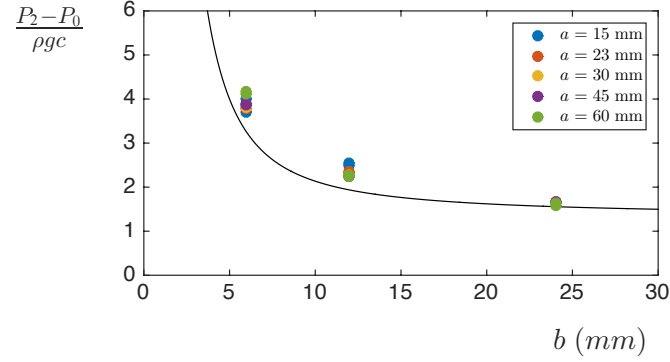


FIGURE 3.22 – Surpression expérimentale appliquée pour faire léviter des plaques de longueurs $a = 15$ à 60 mm au-dessus des textures du poreux, normalisée par le poids de la plaque $\rho_g g c$ ($c = 1$ mm), en fonction de la largeur b . L'équation 3.7 est représentée par la ligne noire.

La fonction G introduite précédemment pour exprimer la pression à l'équation 3.7 possède deux régimes asymptotiques, ce qui nous permet de définir deux régimes en b :

1. plaques larges ($b > \sigma$) : alors $G(x) \rightarrow 1$, ce qui explique la saturation de la ligne noire sur la figure 3.22 aux grands b : la surpression $P_2 - P_0$ tend vers la pression du poids $\rho_g g c$.
2. plaques étroites ($b < \sigma$) : alors $G(x) \approx \frac{3}{x^2}$, c'est-à-dire $P_2 - P_0 \approx 12\rho_g g c \frac{\sigma^2 \sin \alpha}{b^2}$, ce qui explique la divergence de la pression aux petites largeurs : dans la mesure où $b \rightarrow 0$, la surface devient de plus en plus petite et la pression doit tendre vers l'infini pour compenser le poids.

Vitesse et pression dans les canaux

Nous pouvons maintenant utiliser l'expression 3.7 de la pression P_2 à appliquer pour faire décoller une plaque dans les solutions 3.6 décrivant la vitesse et la pression à l'intérieur des canaux :

$$U(x) = \rho_g g c \frac{h^2}{12\eta\sigma} G\left(\frac{L}{\sigma}\right) \frac{\text{sh}\frac{x}{\sigma}}{\text{ch}\frac{L}{\sigma}} \quad (3.8a)$$

$$P_1(x) - P_0 = \rho_g g c G\left(\frac{L}{\sigma}\right) \left(1 - \frac{\text{sh}\frac{x}{\sigma}}{\text{ch}\frac{L}{\sigma}}\right) \quad (3.8b)$$

De nouveau, deux régimes se distinguent, selon la largeur b de la plaque par rapport à la longueur caractéristique du poreux σ .

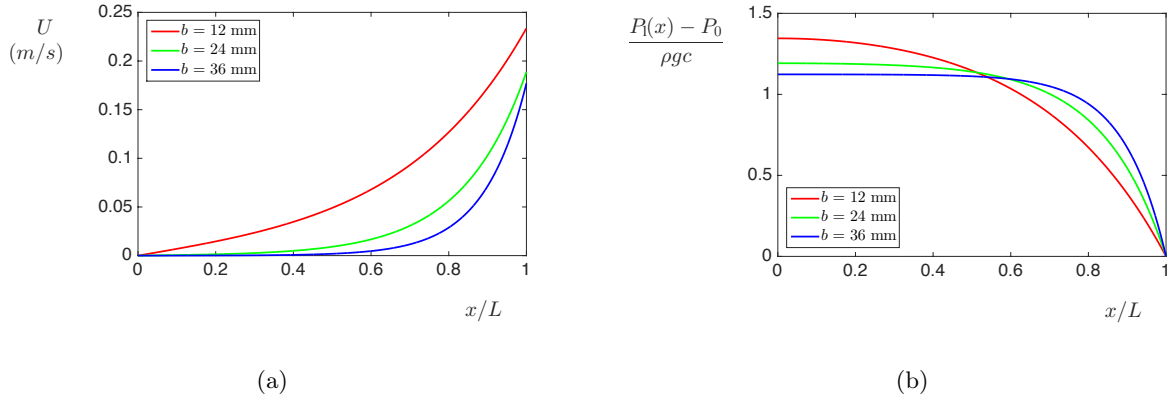


FIGURE 3.23 – (a) Vitesse de l’air et (b) pression normalisée par le poids en fonction de la position x/L dans un canal, calculées par les équations 3.8 pour des plaques de différentes largeurs $b = 12, 24$ et 36 mm, avec $a = 15$ mm, $c = 160$ μm . Dans le régime des plaques larges ($b > \sigma$, courbes verte et bleue), la distance caractéristique de variation de P et U devient indépendante de b .

1. **Plaques larges ($b > \sigma$) :** La figure 3.23 présente la solution analytique de la vitesse de l’air en fonction de la position $U(x)$ (équation 3.8a) et de la pression en fonction de la position $P_1(x)$ (équation 3.8b) dans un canal. Trois largeurs de plaques sont simulées : $b = 12, 24$ et 36 mm $\gg \sigma \approx 3,0$ mm ; nous sommes en effet bien dans le régime de plaques larges. Les autres paramètres sont fixés à $a = 15$ mm, $c = 160$ μm et $\lambda \rightarrow 0$ (nous considérons $1 + \lambda/W = 1,3 \approx 1$). Comme nous sommes dans le cas où $\sigma \ll b$ et $\lambda \ll W$, nous pouvons effectuer un développement limité des équations 3.8 :

$$U(x) \approx \rho_g g c \frac{h^2}{12\eta\sigma} e^{\frac{x-L}{\sigma}} \quad (3.9a)$$

$$\frac{P_1(x) - P_0}{\rho_g g c} \approx \left(1 - e^{\frac{x-L}{\sigma}}\right) \quad (3.9b)$$

Dans le cas des plaques très larges (courbes bleues et vertes des figures 3.23), la vitesse de l’air est quasi nulle dans la majeure partie du canal, et augmente brusquement vers le bord : le flux d’air est concentré dans cette région, suggérant que l’entraînement visqueux ne se produit que sur une fine zone de largeur σ proche du bord de la plaque. La pression est relativement constante sous la plaque, à une valeur proche de $\rho_g g c$ afin de compenser le poids ; elle ne décroît que sur une petite distance, proche du bord, fixée par σ (nous avons $\sigma/L = 0,11$ pour $b = 36$ mm et $\sigma/L = 0,17$ pour $b = 24$ mm). Si la plaque était infiniment large, la pression serait partout égale à $\rho_g g c$. Cette uniformité de la pression sur une majeure partie de la plaque explique l’absence de flux d’air, visible dans le graphe de la vitesse.

Plus la plaque est large, plus l’évolution de la vitesse et de la pression sera brutale en x/L , toujours en respectant $P_1(L) = P_0$. Au centre de la plaque, c’est-à-dire à la pointe d’un chevron (à $x = 0$), la valeur de la pression devient plus ou moins indépendante de la longueur

du canal : $P_1(0) \approx P_0 + \rho_g g c$. Pour une plaque moyennement large, $b = 12$ mm, la variation est plus lente et répartie tout du long du canal. Une pression $P_1(0)$ plus élevée est donc nécessaire pour soutenir la plaque, et la friction s'exerce sur une plus grande distance. Si la largeur de la plaque diminue encore, le risque est devoir augmenter dramatiquement la pression et de quitter le régime de bas Reynolds dans lequel se situe cette étude.

2. **Plaques étroites** ($b < \sigma$) : Nous présentons l'autre cas limite, celui où les plaques sont plus fines que la longueur caractéristique, σ . Un développement limité des équations 3.8 avec $\sigma \gg b$ et $\lambda \ll W$ nous amène à :

$$U(x) \approx \rho_g g c \frac{h^2}{4\eta L^2} x \quad (3.10a)$$

$$\frac{P_1(x) - P_0}{\rho_g g c} \approx \frac{3}{2} \left[1 - \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right] \quad (3.10b)$$

Les profils de pression et de vitesse correspondants sont montrés à la figure 3.24, pour trois largeurs : $b = 0.3$, 1 et 3 mm, plus petites que σ . Cette fois, la pression décroît de façon parabolique le long du canal, ce qui a pour conséquence que les 3 courbes normalisées sont superposées. La vitesse en revanche est une fonction linéaire de la position dans le canal, dont la pente est proportionnelle à $1/b$.

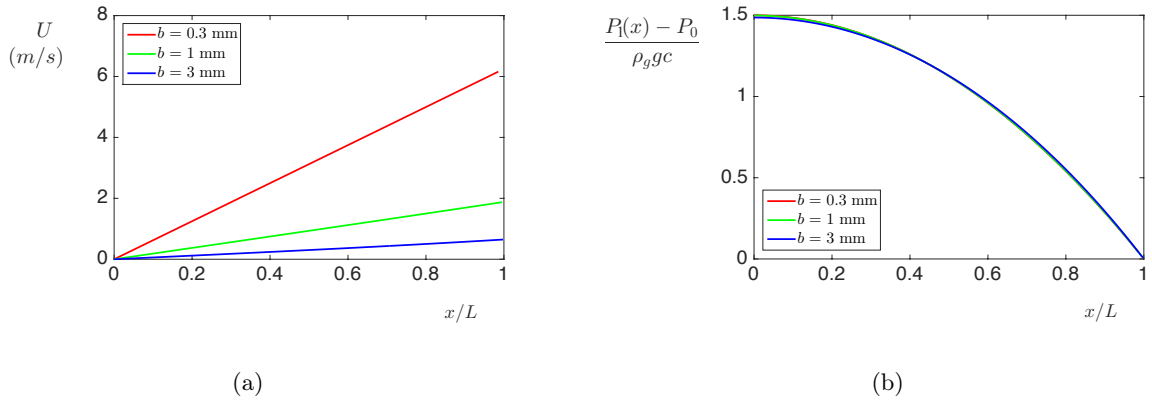


FIGURE 3.24 – (a) Vitesse de l'air et (b) pression normalisée par le poids en fonction de la position x/L dans le canal, calculées par les équations 3.8 pour des plaques de différentes largeurs $b = 0.3$, 1 et 3 mm, avec $a = 15$ mm, $c = 160$ μ m. La longueur du canal est plus courte que σ , ce qui a pour conséquence que le profil de la pression est parabolique alors que la vitesse est linéaire, ainsi que le décrivent les équations 3.10.

Solution exacte de la force de propulsion

Nous pouvons maintenant utiliser les expressions analytiques de la vitesse U et de la pression P_1 dans le régime de plaques larges qui est le nôtre (équation 3.9) pour calculer la force visqueuse exercée par le flux d'air sous la plaque.

Sachant que la contrainte locale exercée par un écoulement de Poiseuille dans un canal de section rectangulaire est $\tau = 6\eta U/h$, combinée avec l'équation de Poiseuille 3.5 nous obtenons une force à l'échelle d'un seul canal $F_i = -\int_0^L \int_0^W \tau dx dy = \frac{Wh}{2} \int_L^0 \frac{\partial P_1(x)}{\partial x} dx$. Par ailleurs, comme $P_1(L) = P_0$, nous aboutissons à :

$$F_i = \frac{Wh}{2}(P_1(0) - P_0) \quad (3.11)$$

Comme toutes les expériences sont réalisées dans le régime de plaques larges, la surpression au centre de la plaque $P_1(0) - P_0$ vaut $\rho_g g c$. Nous effectuons maintenant la somme de cette force F_i sur le nombre de canaux sous la plaque $N \approx 2a \sin \alpha / W$ (pour $W \gg \lambda$) qui contribuent à la propulsion. En projetant chacune des contributions sur l'axe de symétrie X , nous aboutissons à l'expression finale de la force :

$$F = \frac{1}{2} \rho_g g c a h \sin 2\alpha \quad (3.12)$$

Cette équation confirme l'expression trouvée avec les lois d'échelle à l'équation 3.1, et annonce un préfacteur numérique de $1/2$. Cette valeur est très proche des observations expérimentales de la figure 3.21, où la ligne noire a un coefficient 0,42. La valeur théorique surestime très légèrement les données expérimentales, probablement à cause de légères pertes de pression ou de variations dans la hauteur de lévitation qui génèrent une force visqueuse moins efficace que prévu, ou encore de la présence de friction, complètement négligée dans ce modèle.

Remarques

La plaque poreuse dont nous nous sommes servis pendant ces expériences présente des paramètres géométriques bien définis, qui nous permettent de jouer sur la distance caractéristique du problème, σ . La valeur de σ définit deux types d'objets qui lèvent : les larges et les étroits. Dans toutes nos expériences, nous avons travaillé dans le régime de plaques larges, où la surpression ΔP à appliquer pour obtenir la lévitation ne diverge pas et reste relativement basse (voir figure 3.22).

Nous voyons aux figures 3.23 et 3.24 que dans tous les cas, la pression normalisée $(P_1(0) - P_0)/\rho_g g c$ ne dépasse pas $[1, 1.5]$: même si la surpression de la soufflerie $P_2 - P_0$ diverge, la pression dans les canaux reste finie.

Pour obtenir une expression de la surpression contrôlée par la soufflerie $P_2 - P_0$, nous avons à l'équation 3.7 fait l'hypothèse que la surpression totale le long d'un canal $\int_0^L [P_1(x) - P_0] dx$ doit compenser le poids de la plaque $\rho_g g c L$. Effectuer le changement de variable $y = x/L$ transforme l'intégrale en :

$$S = \int_0^1 [P_1(y) - P_0] dy = \rho_g g c \quad (3.13)$$

Nous en déduisons donc que l'aire sous les courbes de pression des graphes 3.23 et 3.24 vaut toujours 1 : si la variation de pression s'effectue plus ou moins brutalement suivant la largeur de la

plaque à cause du paramètre σ , la pression dans les canaux doit dans tous les cas compenser le poids pour assurer la lévitation.

Par ailleurs, on peut réécrire la force motrice (avec $L = b/2 \sin \alpha$ la longueur d'un canal sous la plaque et $M = \rho_g abc$ la masse de la plaque) :

$$F \sim \rho_g g c a h \sin 2\alpha \sim Mg \frac{h}{L} \cos \alpha \quad (3.14)$$

On voit alors apparaître le fait que la force motrice de la propulsion est le poids, à un facteur géométrique près. Le cosinus vient de la projection sur l'axe de symétrie. Le facteur $\frac{h}{L}$ est un angle, celui sur lequel le poids de la plaque se projette : cet angle décrit les canaux (hauteur et longueur) où l'air est comprimé par le poids de la plaque.

3.3.3 Géométries variables

Remonte-pente

L'équation 3.12 donne la force de propulsion horizontale d'une lamelle rectangulaire en lévitation au-dessus d'un coussin d'air. Nous pouvons déduire de cette expression ce qui se passe lorsque la piste avec les chevrons est inclinée de quelques degrés θ vers le haut : la plaque subit alors la force F de propulsion, mais doit aussi combattre le poids $\rho_g abc g \sin \theta$. En nous plaçant dans le cas où la force de propulsion est la plus grande, $\alpha = 45^\circ$, nous déduisons la valeur de la pente maximale qu'une lamelle de verre peut grimper : $\theta_{max} \approx \frac{h}{2b}$.

Dans nos expériences, la hauteur des murs h est fixée à 180 μm , et pour une plaque où $b = 6$ mm, nous prédisons l'ascension d'une pente maximale d'environ 1,5%, ce qui est illustré en figure 3.25 (pour une pente de 1,2%).

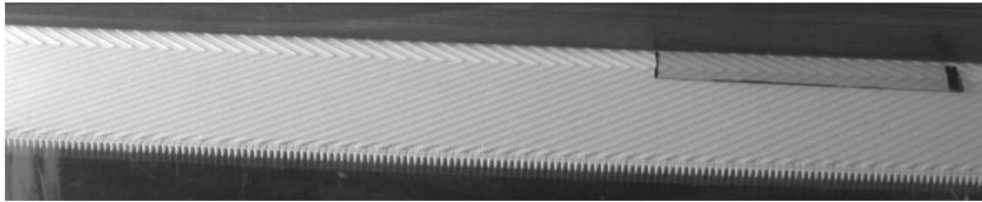


FIGURE 3.25 – Lamelle de verre ($a = 30$ mm, $b = 6$ mm et $c = 160$ μm) remontant une pente de 1,2% grâce à l'entraînement visqueux (Crédit : D. Soto).

Chevrons tronqués

Nous avons mis en évidence l'apparition d'une longueur caractéristique σ , définie uniquement par les paramètres du poreux. Dans le cas des plaques larges, σ décrit la distance sur laquelle la décroissance de la pression et la variation de la vitesse de l'air dans le canal ont lieu, c'est-à-dire la distance sur laquelle l'entraînement visqueux à proprement parler se réalise.

Ainsi, la partie centrale des chevrons ne contribue qu'à la lévitation, tandis que les derniers millimètres recouverts par la petite plaque concentrent toute la propulsion. Nous avons comparé l'efficacité de chevrons entiers par rapport à des chevrons tronqués, comme l'illustre la figure 3.26(a). Nous avons fabriqué un motif dont la partie centrale de largeur environ $b - 2\sigma$ présente des lignes parallèles, orthogonales au mouvement : tout en participant à la lévitation, elles ne contribuent pas à la propulsion. La plaque présentée dans les expériences a pour paramètres $[a, b, c] = [30, 15, 1]$ mm, et la partie centrale du poreux a une largeur $b_T = 10$ mm. Le graphe 3.26(b) compare les trajectoires de la même plaque de verre sur les deux poreux, lancée avec une vitesse initiale $V_0 \approx 5$ cm/s à l'encontre du sens de propulsion (qui est vers la gauche sur la figure 3.26(a)) : la plaque est d'abord ralentie puis sa vitesse augmente lorsqu'elle repart dans l'autre sens. Elle subit une force d'entraînement très similaire à la force précédente 3.12 ; la friction étant négligeable ici, l'accélération de la plaque est quasi-parabolique.

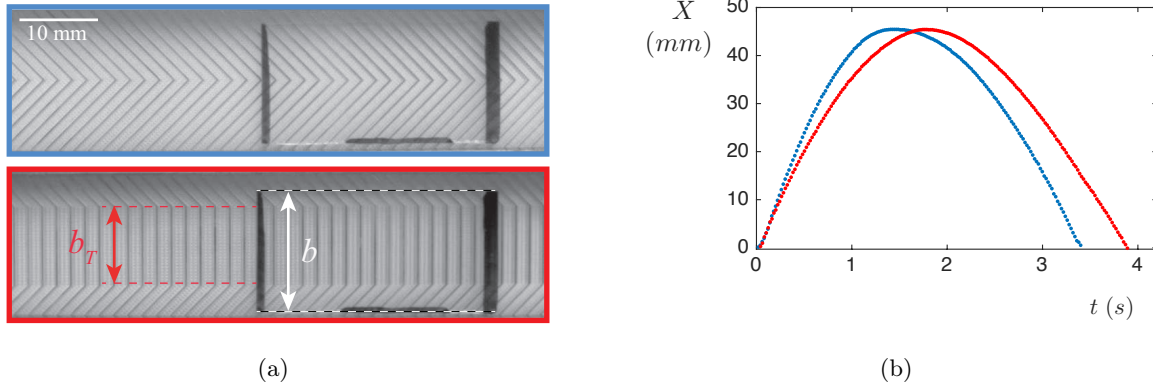


FIGURE 3.26 – Comparaison de deux motifs de substrats poreux permettant l'entraînement visqueux d'une lamelle de verre de dimensions $[a, b, c] = [30, 15, 1]$ mm. **(a)** Les images de haut et de bas montrent respectivement des photos des chevrons ($\alpha = 45^\circ$) réguliers et tronqués sur une distance $b_T = 10$ mm $\approx b - 2\sigma$. **(b)** Trajectoire de la plaque de verre sur les deux textures. La courbe bleue correspond aux données des chevrons normaux et la rouge aux chevrons tronqués ; les plaques sont lancées avec une vitesse initiale $V_0 \approx 5$ cm/s, à contre-sens de la direction de propulsion.

Malgré la différence géométrique importante entre les motifs de chevrons entiers ou tronqués, les trajectoires des plaques de verre sont très similaires, comme on peut le voir sur la figure 3.26(b). Nous déduisons de ces trajectoires la valeur de la force de propulsion, $F_T = 30 \pm 5$ μ N pour la géométrie tronquée et $F = 45 \pm 5$ μ N pour les chevrons entiers. Ces derniers sont légèrement plus efficaces à la propulsion ; cependant une largeur $b = 15$ mm n'est pas complètement dans le régime des plaques larges : la décroissance de la pression n'a pas exclusivement lieu sur une distance σ (cf. courbe rouge sur la figure 3.23). Mais, si l'entraînement visqueux avait lieu sur la totalité de la longueur d'un canal, nous devrions observer une réduction de la propulsion comparable à la réduction de surface : $F_T/F \approx (b - b_T)/b$, c'est-à-dire environ 30%. Expérimentalement nous mesurons $F_T/F \approx 70\%$, très loin de 30%, ce qui confirme bien l'hypothèse que la propulsion a majoritairement lieu sur une distance σ à l'extrémité des canaux.

Moulin visqueux

Nous avons jusqu'à présent uniquement discuté des cas de propulsion rectiligne. Pour manipuler des objets, il est certes utile de les faire avancer droit et monter des pentes, mais il est aussi important de savoir les faire pivoter. Nous présentons ici un dispositif qui permet de faire tourner les objets, grâce à une géométrie légèrement différente des gravures dans le poreux : il est maintenant divisé en quatre quadrants de rainures parallèles. L'orientation des canaux tourne de 90° en passant d'un quadrant à l'autre, comme visible sur la photo 3.27(a).

Une plaque carrée de plexiglas de côté $2b$, d'épaisseur c et de masse volumique $\rho_p = 1180 \text{ kg/m}^3$ est maintenue centrée au-dessus de la texture par une fibre de verre. La force de trainée visqueuse agit sur la plaque dans les directions indiquées par les flèches rouges : les canaux sont fermés au centre de la plaque, l'air ne peut donc s'échapper que vers les bords. Il en résulte un mouvement de rotation, dans le sens horaire sur la figure 3.27(a), comme en témoigne le graphe 3.27(b) qui présente la vitesse de rotation en fonction du temps. La vitesse est initialement nulle, augmente pendant environ 30 s et finit par atteindre une valeur de saturation à $8,5 \pm 0,1 \text{ rad/s}$, ce qui correspond à une vitesse linéaire $b\dot{\theta}_\infty \approx 17 \text{ cm/s}$.

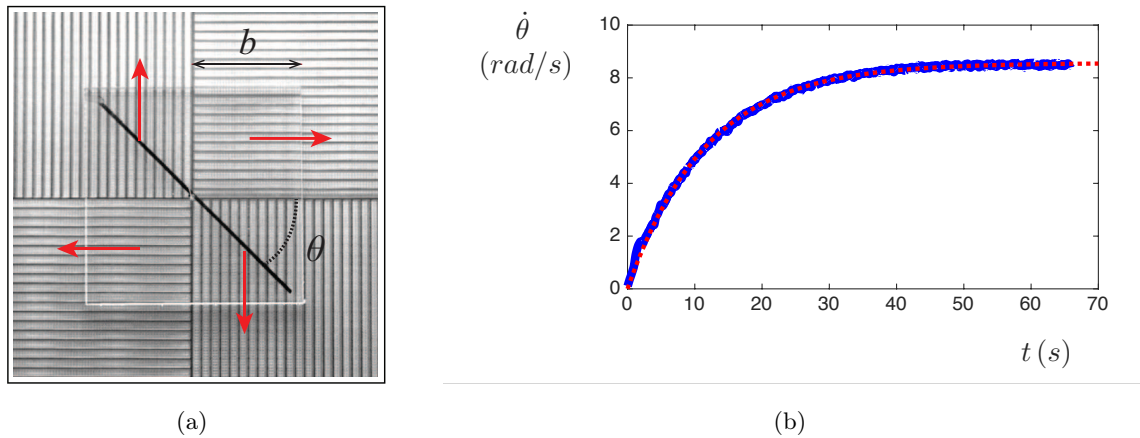


FIGURE 3.27 – (a) Vue de dessus du dispositif permettant la rotation, composé de 4 quadrants de rainures parallèles (de largeur $W = 1 \text{ mm}$, espacées par des murs d'épaisseur $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ et de hauteur $h = 180 \mu\text{m}$). Une fibre de verre joue le rôle d'axe central et permet de maintenir une plaque de plexiglas carrée de côté $2b$ centrée. Le mouvement de l'air dans les canaux est représenté par les flèches rouges. Il entraîne la plaque qui tourne d'un angle θ . (b) Vitesse angulaire de la plaque $\dot{\theta}$ en fonction du temps t , pour une plaque de côté $b = 20 \text{ mm}$ et d'épaisseur $c = 1 \text{ mm}$. La plaque est initialement au repos et accélère jusqu'à saturation. La ligne en pointillés rouges représente l'équation 3.15, ajustée avec les paramètres $\tau = 11 \text{ s}$ et $\dot{\theta}_\infty = 8,5 \text{ rad/s}$.

La figure 3.27(b) met en évidence l'existence d'un régime terminal de la vitesse d'entraînement de la plaque. Dans le cas d'un mouvement de translation rectiligne, nous ne pouvions pas atteindre ce régime car la piste de chevrons sur le poreux, d'une longueur d'environ 11 cm , était beaucoup trop courte. Ici, avec la rotation, la distance à parcourir avant d'atteindre le régime terminal n'est plus un souci.

Dans le cas où la plaque en lévitation a une vitesse encore faible, on peut considérer qu'elle est statique par rapport à l'air dont la vitesse d'éjection est bien plus élevée. Cependant, lorsque la plaque accède à des mouvements plus longs, le modèle doit prendre en compte sa vitesse $b\dot{\theta}$ si elle devient comparable à celle de l'air dans les canaux sous-jacents, U . La vitesse moyenne de l'air sous la plaque est notée $\bar{U}$. Nous supposons que la force de trainée F calculée pour une plaque immobile est alors réduite d'un facteur $(1 - b\dot{\theta}/\bar{U})$.

Nous avons précédemment établi que la force de trainée visqueuse vaut $F \sim \rho_p g c h W b / (\lambda + W)$; le couple correspondant qui agit sur la plaque s'exprime comme $F(1 - \frac{b\dot{\theta}}{\bar{U}})b \sin \beta$, où β est l'angle entre la direction du canal et le bord de la plaque (angle qui varie entre 0° et 45° dans le cas d'une plaque carrée). Nous prenons la valeur moyenne du $\sin \beta$ sur un quadrant pour obtenir un couple $M \sim F(1 - \frac{b\dot{\theta}}{\bar{U}})b \frac{1 - \cos \pi/4}{\pi/4}$. Le moment d'inertie d'un solide carré vaut $\rho_p c b^4$; la 2^e loi de Newton nous conduit à $\ddot{\theta} = \ddot{\theta}_0(1 - \dot{\theta}/\dot{\theta}_\infty)$, où $\ddot{\theta}_0 = g \frac{h}{b^2} \frac{W}{\lambda + W} \frac{1 - \cos \pi/4}{\pi/4}$ et $\dot{\theta}_\infty = \frac{\bar{U}}{b}$. La vitesse angulaire $\dot{\theta}_0$ est nulle à l'instant initial et nous posons $\tau = \frac{\dot{\theta}_\infty}{\ddot{\theta}_0}$, ce qui nous conduit à l'expression suivante de la vitesse angulaire :

$$\dot{\theta} = \dot{\theta}_\infty(1 - e^{-t/\tau}) \quad (3.15)$$

En se reportant aux équations 3.9, nous estimons pour les paramètres de notre plaque la valeur de $\bar{U} \approx 20$ cm/s, ce qui correspond à une vitesse angulaire $\dot{\theta}_\infty \approx 10$ rad/s. Cette valeur est proche de celle que nous obtenons expérimentalement à la figure 3.27(b). Le modèle surestime légèrement la valeur expérimentale, cependant nous n'avons pris en compte aucune source de friction comme les frottements de l'axe central sur la plaque ou la friction de l'air comprimé entre le haut des murs et l'objet en rotation.

Le modèle permet de calculer l'accélération angulaire initiale, $\ddot{\theta}_0 = 1$ rad/s², et le temps caractéristique $\tau = 10$ s pour les paramètres de la plaque utilisée. L'accélération angulaire initiale tirée de la figure 3.27(b) vaut $0,90 \pm 0,07$ rad/s², ce qui est proche de la valeur attendue. Par ailleurs, la courbe expérimentale de l'accélération de la vitesse à la figure 3.27(b) est très bien décrite par une exponentielle, comme suggéré par l'équation 3.15 (ligne en pointillés rouges). Nous fixons la vitesse angulaire terminale à $\dot{\theta} = 8,5$ rad/s, la valeur donnée par l'expérience. La meilleure évaluation de la courbe est obtenue pour $\tau = 11$ s, une valeur proche des 10 s annoncées par le modèle.

Remarque

Nous sommes face à un système qui atteint un régime terminal où la vitesse angulaire $\dot{\theta}$ est constante, et l'accélération nulle. Cependant, ici, cet équilibre n'est pas établi comme souvent grâce à la compensation d'une force motrice par une force de friction car la dissipation dans le système est extrêmement faible, mais tout simplement par la disparition de la force motrice : $F = F_{\parallel}(1 - b\dot{\theta}/\bar{U})$ où $F_{\parallel}$ est la force de propulsion à vitesse nulle. Ainsi, lorsque la vitesse $b\dot{\theta}$ augmente, le facteur $(1 - b\dot{\theta}/\bar{U})$ diminue jusqu'à s'annuler une fois que la plaque tourne aussi vite que l'air sous-jacent : ce dernier ne peut plus l'accélérer davantage.

Influence de la surpression

On peut illustrer facilement l'influence de la surpression choisie pour les expériences sur la friction. Les graphes de la figure 3.28 montrent la vitesse angulaire terminale $\dot{\theta}_\infty$ et l'accélération initiale $\ddot{\theta}_0$ d'une plaque en rotation, en fonction de différentes valeurs de la surpression $\Delta P = P_2 - P_0$. En-dessous de $\frac{\Delta P}{\rho_p g c} \approx 1,5$, la pression n'est pas assez grande pour faire léviter l'objet suffisamment haut et observer la rotation. La vitesse terminale présentée au graphe 3.28(a) a été mesurée une fois le régime permanent établi, après une attente d'environ 1 minute. Pour mesurer l'accélération initiale à pression donnée, la plaque est immobilisée puis lâchée ; on enregistre sa mise en rotation sur une dizaine de secondes. La plaque a un côté $2b = 3$ cm et une épaisseur $c = 2$ mm.

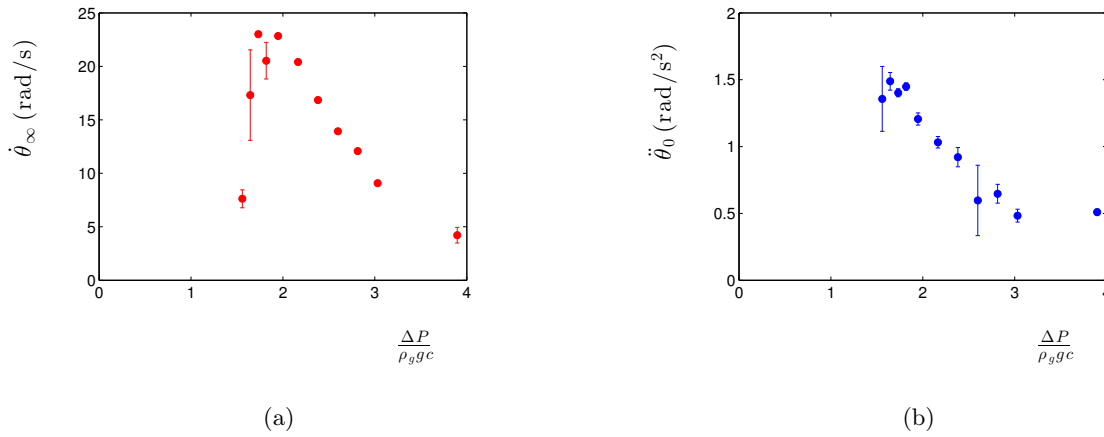


FIGURE 3.28 – (a) Vitesse angulaire terminale $\dot{\theta}_\infty$ en fonction de la surpression $\Delta P = P_2 - P_0$ normalisée par le poids $\rho_p g c$ pour une plaque carrée de Plexiglas de côté $b = 1,5$ cm et d'épaisseur $c = 2$ mm. (b) Accélération initiale de la plaque en rotation $\ddot{\theta}_0$ en fonction de la surpression $\Delta P = P_2 - P_0$ normalisée par le poids $\rho_p g c$ pour la même plaque.

Dans le cas de la vitesse, les 2 premiers points sont assez bas, probablement parce que la surpression engendre une hauteur de lévitation très proche de la profondeur des rainures, et la plaque frotte encore fortement sur le haut des murs. Une fois que la plaque peut tourner librement, sans être gênée, sa vitesse atteint un optimum autour de 23 rad/s. De même, l'accélération est la plus forte pour ces pressions : $\ddot{\theta}_0 \approx 1,5$ rad/s² pour $\frac{\Delta P}{\rho_p g c} \approx 1,5 - 2$.

En revanche, dès que la pression augmente plus, aussi bien la vitesse angulaire terminale que l'accélération initiale chutent fortement. En effet, lorsque la pression est plus élevée, la plaque lévite plus haut et alors le confinement de l'air dans les canaux est moins efficace. Ce dernier peut s'échapper par le nouvel espace créé entre les murs et le bas de la plaque sans générer de friction visqueuse sur celle-ci ; l'air est donc moins redirigé et la propulsion est bien moindre.

Il y a donc un optimum pour la propulsion des plaques dans notre système, qu'elle soit rectiligne ou en rotation, et nous avons essayé de toujours nous y placer pour nos mesures expérimentales.

3.3.4 Nombre de Reynolds

Dans toutes nos expériences, la profondeur des canaux est restée constante, fixée à $h = 180 \mu\text{m}$. Lorsque l'épaisseur de l'objet augmente (ce qui est analogue à augmenter la hauteur des murs des canaux), la vitesse d'injection de l'air w doit être plus élevée pour faire léviter l'objet. Ceci a pour conséquence d'augmenter la vitesse de l'air dans les rainures, jusqu'à un point où l'hypothèse de bas Reynolds dans laquelle nous avons travaillé risque de ne plus être respectée. À partir de l'équation 3.9(a) qui donne l'expression exacte de la vitesse de l'air dans les canaux, nous trouvons l'expression de la vitesse maximale de l'air. En injectant cette valeur dans le nombre de Reynolds dans l'approximation de lubrification $Re = \frac{\rho U h^2}{\eta L}$, nous trouvons l'expression explicite du nombre de Reynolds en fonction de l'épaisseur c de l'objet à soulever et de la profondeur h des rainures :

$$Re = \frac{\rho \rho_g g c h^4}{12 \eta^2 L^2} H\left(\frac{L}{\sigma}\right) \quad (3.16)$$

où H est la fonction $H\left(\frac{L}{\sigma}\right) = \frac{L}{\sigma} G\left(\frac{L}{\sigma}\right) \text{th} \frac{L}{\sigma}$. La figure 3.29 présente les variations de ce nombre de Reynolds en fonction de la hauteur h des murs, pour différentes largeurs b de la plaque, à épaisseur $c = 1 \text{ mm}$ fixée. Deux régimes asymptotiques se distinguent, par rapport à la longueur caractéristique $\sigma \propto h^{3/2}$:

1. Plaques étroites ($b \ll \sigma$) : la fonction H se simplifie en $H\left(\frac{L}{\sigma}\right) \sim 3$, ce qui donne un nombre de Reynolds proportionnel à h^4 (ligne noire en pointillés sur la figure 3.29).
2. Plaques larges ($b \gg \sigma$) : la fonction H se simplifie en $H\left(\frac{L}{\sigma}\right) \sim \frac{L}{\sigma}$. Ceci conduit à un nombre de Reynolds $Re_{b>\sigma} \propto h^{5/2}$ (ligne noire en tirets sur la figure 3.29).

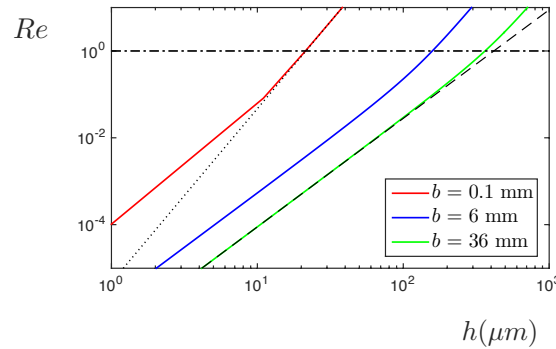


FIGURE 3.29 – Nombre de Reynolds en fonction de la profondeur des canaux h , selon l'équation 3.16. L'épaisseur est fixée à $c = 1 \text{ mm}$, comme pour nos plaques les plus épaisses, ce qui correspond aux nombres de Reynolds les plus élevés. 3 largeurs sont représentées : $b = 0.1, 6$ et 36 mm . La ligne en tirets noirs souligne le comportement asymptotique en $h^{5/2}$ qui correspond au régime de plaques larges, ou bien de rainures peu profondes. La ligne en pointillés noirs illustre l'asymptote en h^4 prévue pour les plaques étroites, valable aussi dans le cas de canaux profonds. La valeur $Re = 1$ est signalée par la ligne en tirets-points horizontale ; notre hypothèse est valide en-dessous.

Notre modèle part de l'hypothèse d'un petit nombre de Reynolds, c'est-à-dire la région en-dessous de la droite horizontale en tirets-points $Re = 1$ sur la figure 3.29. Le pire cas dans nos expériences est pour une plaque épaisse, $c = 1$ mm, et peu large, $b = 6$ mm. Nous nous approchons alors de $Re \lesssim 1$ (sachant que $h = 180$ μm). Les autres plaques présentent des nombres de Reynolds plus faibles ($Re < 0,3$), ce qui valide notre hypothèse.

Comme la longueur caractéristique σ est elle-même proportionnelle à $h^{3/2}$, on observe sur chacune des courbes présentées à la figure 3.29 la transition du régime de plaques larges à celui de plaques étroites, illustrée par le changement de pente.

3.4 Faire avancer des liquides

Nous avons vu dans les sections précédentes qu'il est possible de faire léviter des objets, notamment des liquides. Leur décollement est facilité si l'angle de contact du liquide sur la surface poreuse est très élevé, proche de 180° . Nous venons de voir aussi qu'il est possible, en ajoutant des macro-textures sur le poreux, de propulser des petits objets solides. Ainsi, toutes les conditions semblent réunies pour essayer de déplacer des liquides, en exploitant leur lévitation au-dessus d'une surface soufflée, choisie superhydrophobe et macro-texturée.

3.4.1 Gouttes d'eau

Évacuation de l'air

La surface poreuse utilisée est celle décrite à la section précédente : par-dessus des pores régulièrement espacés, des canaux rectilignes sont gravés suivant un motif de chevrons. La plaque est traitée avec un revêtement superhydrophobe, afin que la goutte puisse décoller en augmentant progressivement la pression. Ceci nous permet d'assurer à la fois la lévitation et la redirection du flux d'air dans une direction privilégiée.

Regardons tout d'abord ce qui se passe au niveau de la goutte lorsqu'elle est posée sur une telle surface, et que la surpression dans la soufflerie est progressivement élevée. Dans la figure 3.30, la première image est prise alors que la pression dans la soufflerie est nulle, puis les suivantes montrent ce qui se passe lorsque la pression est légèrement augmentée. Quelques billes de verres micrométriques sont réparties à la surface de la goutte, et permettent d'en observer les mouvements ; les cercles verts et roses en soulignent le déplacement. La goutte ne lévite pas encore, mais l'air est déjà redirigé le long des canaux. On remarque que les particules de verre sont repoussées vers la périphérie de la goutte, suivant les flèches proposées à la figure 3.17(b).

Dans un deuxième temps, une fois la pression suffisamment élevée, la goutte se met à avancer. On remarque dans certains cas que le bas de la goutte est encore en contact avec le haut des murs alors qu'elle est déjà propulsée. Cette situation n'est pas possible pour un solide ; la différence réside

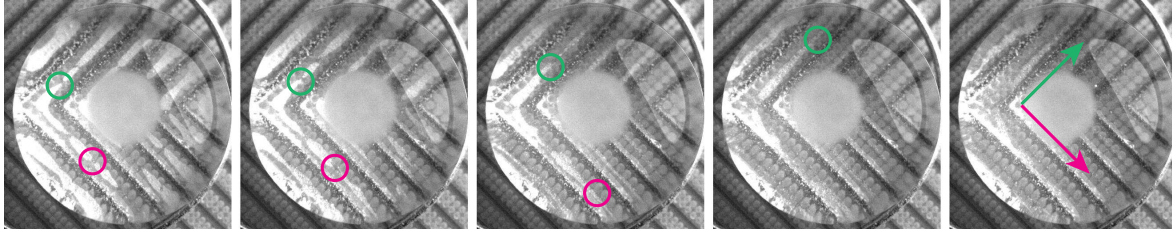


FIGURE 3.30 – Séquence d’images présentant une goutte posée sur un poreux avec des macro-textures agencées en chevrons. La goutte d’eau a un volume de $400\ \mu\text{L}$; les images sont séparées de 40 ms. La pression est nulle pour l’image de gauche, puis est légèrement augmentée. Les petits points blancs sont des billes de verre de diamètre environ $10\ \mu\text{m}$, réparties à la surface de la goutte ; elles permettent d’observer les mouvements de la surface. Les cercles verts et roses soulignent le déplacement de certaines d’entre elles.

dans le fait qu’une goutte peut se déformer, et rouler ou glisser sur la surface. Ceci souligne qu’ici, la force de propulsion est plus importante que la force d’adhésion de l’eau sur le haut des murs superhydrophobes. Dans la partie III, chapitre 6, la question de la friction d’une goutte d’eau sur une surface superhydrophobe présentant des murs régulièrement espacés est étudiée séparément.

Pression minimale

Le seuil de pression nécessaire à la propulsion est reporté dans le graphe 3.31 en fonction du rayon de la goutte. Le volume des gouttes varie entre 100 et $1000\ \mu\text{L}$: elles sont toutes aplaties par la gravité. La surpression nécessaire à faire avancer les gouttes est très élevée lorsqu’il s’agit de petites gouttes, alors qu’elle tend vers la compensation du poids $\Delta P \sim \rho_l g l_c \approx 0,5\ \text{mbar}$ pour les plus grands rayons.

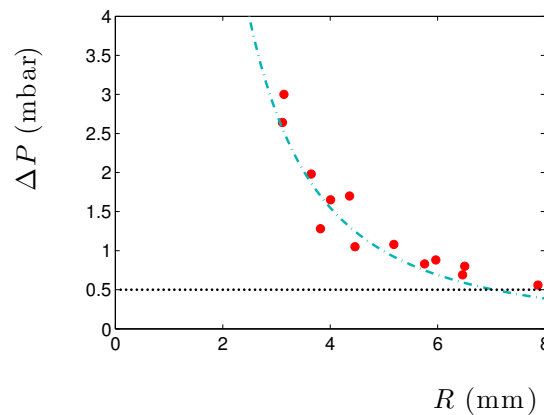


FIGURE 3.31 – Surpression ΔP à appliquer, en mbar, pour qu’une goutte d’eau de rayon R , en mm, soit propulsée sur une plaque poreuse superhydrophobe, gravée avec un motif de chevrons. La ligne en pointillés bleus montre l’équation 3.17 pour les paramètres de notre poreux ($h = 180\ \mu\text{m}$, $e = 2\ \text{mm}$, $p = 400\ \mu\text{m}$ et $r = 100\ \mu\text{m}$) avec un préfacteur 2,5. La ligne pointillée noire indique $\Delta P = \rho_l g 2l_c$, la compensation du poids.

On peut estimer la valeur de la surpression nécessaire pour soulever une goutte de rayon R à une hauteur h . Pour ceci, nous commençons par la loi de Darcy qui relie le flux d'air Q qui sort d'un pore sous la goutte à $\Delta P = P_2 - P_0$, la surpression dans la soufflerie : $Q = \frac{\Delta P}{R_H}$, où $R_H = \frac{8\eta e}{\pi r^4}$ est la résistance hydraulique du poreux dans le cas de pores cylindriques, avec η la viscosité de l'air, e la longueur des pores et r leur rayon. Par ailleurs, la conservation de la masse dans les canaux donne $h \frac{U}{R} \sim \frac{Q}{p^2}$, où h est la hauteur des murs, U la vitesse de l'air, R le rayon de la goutte et p la distance entre les pores. Enfin, nous supposons que l'écoulement dans les rainures est à bas Reynolds comme vérifié dans le cas des plaques à la section 3.3.4, et de type Poiseuille : $\frac{\eta U}{h^2} \sim \frac{\delta P}{R}$, où δP est la différence de pression à l'intérieur du canal qui génère l'écoulement de l'air et doit compenser le poids, $\rho_l g l_c$. Ceci nous amène à l'expression suivante :

$$\Delta P \sim \frac{h^3 e p^2}{R^2 r^4} \rho_l g l_c \quad (3.17)$$

Cette loi d'échelle annonce que la pression est proportionnelle au poids, comme dans le cas des plaques, en revanche, puisque maintenant l'objet à soulever est circulaire, la pression est inversement proportionnelle à son aire R^2 . Comparée aux données expérimentales de la figure 3.31, l'équation 3.17 donne de bons résultats, avec un préfacteur 2,5.

Propulsion

Maintenant que nous comprenons la pression à appliquer sous la goutte pour lui permettre d'avancer, nous nous intéressons à sa propulsion. La figure 3.32 montre une série d'images espacées de 0,3 s, où une goutte de 300 μL est accélérée. L'accélération se fait vers la droite, comme pour les plaques, bien que les chevrons forment une flèche pointant vers la gauche. En effet, l'air sous la goutte est évacué le long des chevrons, et la résultante est dirigée vers la droite. La goutte est donc propulsée dans le même sens que celui d'éjection de l'air : les phénomènes visqueux sont toujours dominants.

La même méthode que celle de l'analyse du mouvement des plaques est utilisée : en suivant la position de la goutte en fonction du temps, il est possible de remonter à l'accélération. Les gouttes sont lancées depuis la droite de la piste de la figure 3.32 ; comme elles sont à contre-sens de la propulsion, elles ralentissent, finissent par s'arrêter et repartir dans l'autre sens. La mesure de la force est faite autour du point de rebroussement, là où la vitesse est la plus faible, pour limiter l'influence des sources de friction possibles. La figure 3.33 présente la force F de propulsion mesurée expérimentalement en fonction du volume des gouttes. Elle varie entre 10 et 100 μN , la même gamme de valeurs que les petites plaques de verre. Plus la goutte est grosse, plus la force de propulsion est élevée, en rapport avec les résultats sur les plaques, où la propulsion est proportionnelle à la longueur. Si nous souhaitons utiliser un modèle similaire à celui des plaques pour expliquer les variations observées, nous partons de l'expression de la force obtenue à l'équation 3.12. Nous remplaçons la longueur a

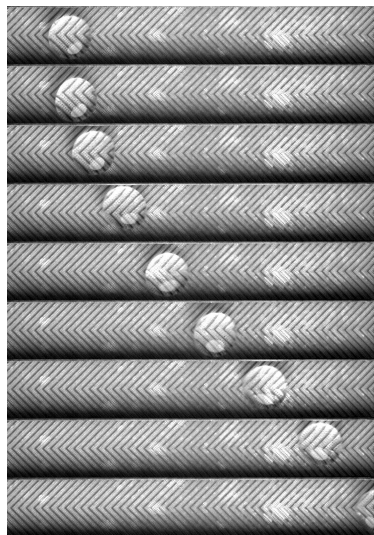


FIGURE 3.32 – Séquence d’images présentant une goutte accélérée sur un poreux avec des macro-textures agencées en chevrons. La goutte d’eau a un volume de 300 μL ; les images sont séparées de 0,3 s. L’accélération semble parabolique.

de la plaque par le rayon R de la goutte, qui est proportionnel à la racine carrée du volume Ω , puisqu’elle est aplatie par la pesanteur. Ainsi, on devrait observer $F \propto \sqrt{\Omega}$. C’est ce que représente la ligne grise du graphe 3.33, qui décrit correctement les données aux petits volumes, mais s’en éloigne beaucoup aux grands volumes.

Si nous nous reportons au cas d’une goutte en caléfaction sur des chevrons [123], qui est plus proche de notre géométrie que les plaques solides, alors la force de propulsion est

$F \approx 2\rho_l g l_c R^{3/2} b^{1/2} \sin 2\alpha$ où b une longueur caractéristique du problème. Comme les gouttes sont aplaties, leur volume est décrit par $\Omega \sim R^2 l_c$, ce qui mène à une force F proportionnelle à $\Omega^{3/4}$. La ligne pointillée bleue montre cette proportionnalité qui décrit mieux les mesures expérimentales, que ce soit à petit volume comme à plus gros. Malgré tout, le point à 1000 μL surestime très largement la force de propulsion. Les expériences à ce volume sont difficiles à réaliser car la goutte est très étalée et des cheminées ou de très larges oscillations apparaissent facilement : les conditions pour obtenir des données fiables n’étaient certainement pas réunies.

3.4.2 Gouttes visqueuses

Dans le cas de la caléfaction, à cause de l’évaporation du liquide, l’utilisation de composés visqueux n’est pas possible. En revanche, dans le cas de la lévitation soufflée, le travail s’effectue à température ambiante, donc nous sommes affranchis des problèmes liés aux températures élevées, notamment l’évaporation : faire des expériences avec des mélanges d’eau et de glycérol pour varier la viscosité des gouttes en lévitation est parfaitement possible. C’est ce que nous avons réalisé, en créant des mélanges de viscosités variant entre 1 et 100 mPa.s.

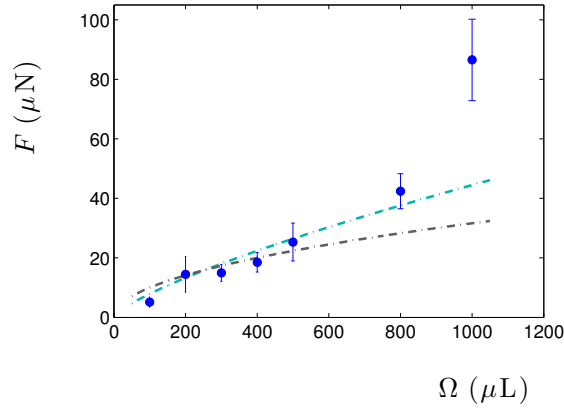


FIGURE 3.33 – Force F de propulsion mesurée expérimentalement, en fonction du volume de la goutte Ω . La ligne en pointillés bleus présente $F = \frac{1}{4}\Omega^{3/4}$ [123], celle en pointillés gris montre $F \propto \Omega^{1/2}$.

La technique d'analyse est la même que précédemment : l'accélération subie par la goutte est déduite d'un fit parabolique de la position autour du point de rebroussement, lorsque la goutte fait demi-tour après avoir été lancée à contre-sens. La mesure peut être décomposée en deux phases : une première phase où la vitesse de la goutte diminue fortement car elle est en sens contraire à celui de la propulsion, et une seconde phase où la vitesse ré-augmente. Le graphe 3.34 montre les valeurs des forces déduites de ces deux parties de l'accélération pour différentes viscosités, pour des gouttes de 800 μL . À chaque viscosité, les forces déduites de l'accélération lors de la diminution de la vitesse ou de son augmentation sont très différentes : la force estimée lors de la première phase, où la goutte ralentit, est beaucoup plus élevée que l'autre, jusqu'à un facteur 7.

En effet, lorsque la goutte avance à contre-sens, la force friction F_f s'ajoute à la propulsion F pour ralentir : $m \frac{dv}{dt} \sim F + F_f$ (m la masse de la goutte), tandis que lorsque la goutte avance dans le sens de la propulsion, alors la friction agit en sens opposé : $m \frac{dv}{dt} \sim F - F_f$. Les mesures ont été réalisées autour du point de rebroussement, pour avoir une vitesse très faible et minimiser les frictions. Cependant, nous voyons ici de grandes variations apparaître entre les deux phases, suggérant que la force de friction n'est en fait pas du tout négligeable. On remarque aussi sur le graphe de la figure 3.34 que les données pour les viscosités 1, 5 et 10 mPa.s ont des valeurs très proches, alors que lorsque la viscosité passe 40 mPa.s, les points s'éloignent fortement, signalant un nouveau comportement.

Force de friction

La différence entre les valeurs mesurées pour la force de propulsion entre la phase où la goutte est à contre-sens et la phase où elle avance dans le sens de la propulsion, nous donne une estimation de la valeur de la friction dans notre système, de l'ordre d'une dizaine de μN pour l'eau jusqu'à une trentaine pour le mélange de viscosité 100 mPa.s. Nous avons cherché à caractériser le comporte-

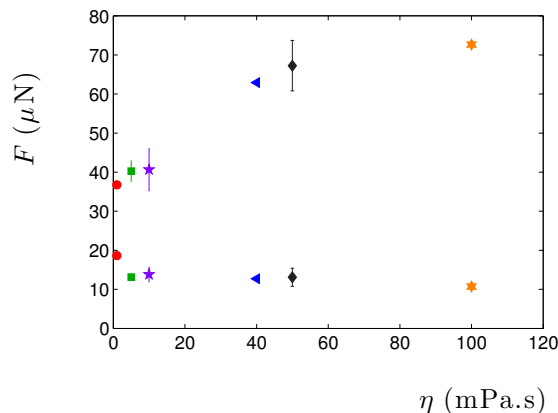


FIGURE 3.34 – Force de propulsion de gouttes de différentes viscosités, obtenues par des mélanges d’eau et de glycérol. Les gouttes ont toutes un volume de 800 μ L. La force mesurée lorsque la vitesse de la goutte ralentit est beaucoup plus élevée que celle mesurée lorsque la vitesse de la goutte augmente.

ment de la friction dans le système grâce à des expériences de dévalement. Pour ceci, une plaque poreuse avec des canaux parallèles a été fabriquée ; elle présente les mêmes caractéristiques (taille et répartition des pores, largeur et hauteur des canaux) que la plaque précédente avec des chevrons ; seule l’orientation des rainures change, pour devenir des lignes droites. Elles sont orientées perpendiculairement au mouvement de la goutte. La figure 3.35 montre l’expérience mise en place : on utilise la même soufflerie que précédemment en l’inclinant à un angle α . Une goutte est déposée en haut de la piste, et on filme sa descente.

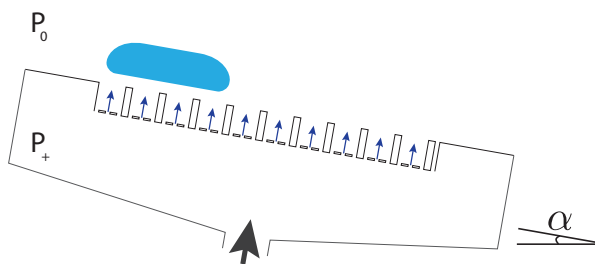


FIGURE 3.35 – Schéma expérimental des expériences de dévalement. La soufflerie est fermée par un poreux aux canaux perpendiculaires au mouvement de la goutte. La soufflerie est inclinée d’un angle α . La surpression appliquée est contrôlée à l’entrée de la soufflerie. Une goutte est déposée en haut de la piste.

Malheureusement, à cause des contraintes de taille de la soufflerie utilisée, la piste ne peut pas être plus longue que 12 cm, ce qui s’est avéré insuffisant pour que les gouttes atteignent leur vitesse terminale. Dans le régime de vitesse stationnaire, les forces de propulsion (réduites à la gravité ici) compensent exactement les forces de friction, offrant un accès rapide à leur valeur.

Le système que nous étudions est celui d’une goutte en lévitation au-dessus d’un coussin d’air soufflé, éventuellement en contact avec le haut de murs superhydrophobes : d’une part la goutte

touche très peu de matériau, d'autre part il s'agit d'une surface sur laquelle elle adhère très peu : la friction que nous cherchons à mesurer est très faible, de l'ordre de la dizaine de micro-Newton. En l'absence de vitesse terminale atteinte, nous pouvons chercher à approcher les courbes d'accélération de la goutte. On obtient des expressions pour la vitesse $V(t)$ par intégration de la 2^e loi de Newton, en choisissant une force de friction sous la goutte, de type inertiel ou de type visqueux.

Cependant, les courbes expérimentales – très courtes – ne permettent pas de se prononcer avec certitude sur un scénario. Une friction visqueuse semble mieux correspondre aux données entre 40 et 100 mPa.s, mais les forces déduites de l'optimisation des paramètres pour approcher au mieux les données expérimentales sur-estiment les valeurs suggérées par le graphe 3.34. Les résultats présentés dans ce dernier graphe combinent à la fois propulsion (due à la contrainte visqueuse de l'air sous la goutte) et friction issue des chocs contre les murs ou de la déformation de la goutte – entourée d'un mur d'air : autant de paramètres mélangés qui brouillent la lecture.

Ce manque de clareté nous a poussés à développer un système où l'étude de la friction de gouttes de viscosité variable peut se faire de façon complète. Les résultats sont présentés au chapitre 6.

À ce stade, nous pouvons simplement conclure quant à la présence d'une force de friction importante, chez les gouttes d'eau comme chez les gouttes visqueuses ; mais nous avons démontré la possibilité de propulser des liquides sur un poreux macro-texturé, à l'instar des solides.

Conclusion

Ce chapitre sur la lévitation induite par air soufflé à travers une surface poreuse nous a permis d'apprécier l'effet des macro-textures. En effet, en l'absence de rugosité, un objet peut être soulevé, plus ou moins facilement s'il s'agit d'un liquide ou s'il est trop petit par rapport aux caractéristiques du poreux. Il découle de la lévitation une très grande mobilité. Avec un poreux lisse, l'écoulement d'air est isotrope et le mouvement de l'objet erratique. L'introduction de macro-textures asymétriques permet de contrôler l'écoulement du flux d'air sous l'objet en suscitant une direction privilégiée. La hauteur de ces macro-textures est choisie faible pour ne pas gêner la lévitation et garantir les bas Reynolds. On observe que les objets, lamelle solide comme goutte liquide, sont propulsés dans la même direction que celle d'éjection de l'air, suggérant un mécanisme d'entraînement visqueux.

Comme la goutte ou le solide prennent appui sur le coussin d'air lorsqu'ils lèvitent, l'air dans les canaux est écrasé par leur poids. La viscosité de l'air joue alors un rôle important : en s'évacuant, il génère une contrainte visqueuse sur l'objet, suffisante pour le déplacer. La force motrice se distingue par 3 particularités :

(1) Tout d'abord, elle peut être ramenée au poids : plus l'objet qui lévite est lourd, plus il est propulsé. En effet, la pression est plus élevée pour supporter un poids plus imposant, ce qui engendre des vitesses de l'air dans les canaux plus grandes. Dans ce système, on souffle vers le haut, la force motrice se ramène au poids dirigé vers le bas, mais on génère un mouvement horizontal !

(2) Ensuite, la force motrice, qui est d'origine visqueuse, ne dépend pas de la viscosité de l'air. N'importe quel fluide pourrait être utilisé pour déplacer les objets, et entre autres, ce système pourrait être exploité pour déplacer des solides immergés. L'eau est capable, sur le même principe que l'air, de soulever des objets bien plus denses : cette particularité est exploitée dans le cas esthétique des fontaines de granite [129], où une boule dont le poids peut atteindre la tonne est soulevée par un simple jet d'eau.

(3) Enfin, cette force disparaît d'elle-même lorsque les objets ont atteint leur vitesse terminale ; il ne s'agit pas ici de sa compensation par l'émergence d'une autre force dans le système. Elle reste seule maître à bord.

Cette expérience nous a permis de propulser une grande variété d'objets dans diverses situations. Nous aurions aussi pu tenter de générer de la propulsion sur un poreux sans texture à l'aide d'un solide asymétrique, de forme trapézoïdale qui présenterait deux largeurs différentes. De façon similaire aux expériences de palets en caléfaction [130] où un petit poids placé sur un côté du palet est utilisé pour l'incliner, nous cherchons à créer un angle. Ici, le côté le plus large de la plaque sera aussi plus lourd, l'inclinant d'un certain angle. Cependant le côté le plus fin aura besoin d'une pression plus élevée pour léviter, ce qui aura tendance à sur-élever le côté plus large : l'angle d'équilibre résultant n'est pas trivial. Si la viscosité de l'air peut permettre de déplacer l'objet, la direction de propulsion dépend fortement de la géométrie choisie pour la plaque.

Dans un cas où plusieurs objets de tailles et masses différentes seraient présents sur la piste, ce système sera dans l'incapacité de les faire avancer simultanément : il faut contrôler précisément la pression sous chaque objet pour qu'il lévite juste au-dessus des textures. Un système qui offrirait de la propulsion dans des conditions aussi simples que celle de ce chapitre, mais à n'importe quelle hauteur de lévitation, serait très pratique.

Chapitre 4

Objets macro-texturés en lévitation

Sommaire

4.1	Présentation de l'expérience	120
4.2	Mesure de forces	123
4.3	Modèles	124
4.3.1	Modèle en loi d'échelle	124
4.3.2	Modèle analytique	128
4.3.3	Simulations	133
4.4	Moulin inertiel	136
4.4.1	Force de propulsion	136
4.4.2	Vitesse terminale	137
4.4.3	Modèle	138

En collaboration avec Dan Soto. L'étude numérique et théorique a été réalisée conjointement par Tobias Baier et Stephen Hart. Je remercie Xavier Benoît-Gonin pour l'accès au cutter-laser et son aide sur l'impression 3D, Dan pour la réalisation de nombreuses pistes de chevrons en étain et Tahar pour avoir complété la collection.

Nous avons vu, au chapitre 3, qu'il est possible de propulser de petits objets au-dessus d'une surface poreuse macro-texturée. Nous nous étions placés dans une situation où le nombre de Reynolds est bas, *i.e.* où les effets visqueux dominent les effets inertiels à l'origine de la propulsion. Ce système présente deux cas limites. Lorsque les objets à mouvoir sont lourds ou les textures profondes, le flux d'air nécessaire à leur lévitation augmente sensiblement : le régime de bas Reynolds n'est alors plus garanti. Or, si l'on quitte la zone des petits Re , on s'attend à ce que les effets inertiels prennent le pas sur les effets visqueux : le modèle précédent n'est alors plus à même de décrire les phénomènes observés. Notons enfin que système précédent ne permettait pas de faire avancer simultanément des objets de largeur ou poids non égaux.

Ce chapitre propose une solution simple pour conserver la propulsion à tout Reynolds, et pour déplacer toutes sortes d'objets à la fois.

4.1 Présentation de l'expérience

Lorsqu'un fluide traverse une plaque poreuse [131], une différence de pression se crée de part et d'autre des parois, du fait de la difficulté à passer les pores, comme le décrit la loi de Darcy [41]. Comprendre comment un fluide traverse une membrane est une question très largement étudiée, car ses applications vont de la biologie cellulaire [132, 133] à la combustion de carburant pour les fusées spatiales [134]. Ainsi, de nombreuses études se sont intéressées, de façon empirique ou numérique, à décrire le flux à travers une paroi poreuse [135], à bas [136, 137] ou haut Reynolds [138].

L'écoulement d'un fluide dans un canal alimenté par une membrane poreuse a d'abord été décrit par Berman en 1953 [139]. Depuis, de nombreux autres cas d'écoulements confinés ont été étudiés [140]. Des solutions ont été proposées pour des canaux dont le mur poreux peut se déplacer [141, 142].

Considérons un canal dont la surface inférieure est fixe, et la surface supérieure peut se déplacer librement, l'une ou l'autre étant poreuse. Lorsque le flux gazeux est suffisant pour soulever l'objet, ce dernier lévite [97]. Dans le cas où le corps lévitant fournit lui-même le coussin d'air (la surface supérieure du canal est poreuse), différentes études détaillent la lévitation et la traînée d'objets circulaires [143], rectangulaires [144] ou elliptiques [145]. Dans ce cas, l'objet s'isole du sol en reposant sur son coussin d'air. Il peut alors être déplacé à grande vitesse grâce à la quasi absence de friction : cette idée a été exploitée pour les aéroglisseurs [110] et l'aérotrain [111] entre autres.

Cependant, tous les objets ne sont pas capables d'être munis de leur propre soufflerie, surtout les plus petits : un objet passif peut être soulevé si l'air est injecté par le support – comme dans le cas d'une table dite de « air hockey » [121]. Selon les dimensions et la masse de l'objet, le flux nécessaire pour le soulever peut varier de faible à haut Reynolds [146, 147]. Puisque ces objets sont passifs, ils ne sont pas capables de se déplacer d'eux-mêmes : des astuces doivent être développées pour engendrer de la propulsion. Une première solution est de déséquilibrer un palet en lévitation [130] pour créer un angle dans le canal, induisant ainsi une asymétrie dans l'écoulement. Une autre idée est d'introduire des macro-textures sur la surface poreuse pour contrôler l'écoulement du flux d'air sous l'objet [122, 123, 148] qui se trouve entraîné par viscosité. Ces propositions ont cependant une limitation majeure en termes d'applications : elles exploitent la viscosité de l'air à bas Reynolds.

Nous proposons ici un système de propulsion basé sur des ingrédients très simples. La lévitation est assurée par un substrat poreux, telle une table de air hockey. La propulsion est obtenue à l'aide de macro-textures qui redirigent l'écoulement de l'air et en brisent la symétrie. Pour s'assurer que la redirection a toujours lieu au plus proche de l'objet, nous plaçons les textures à la surface inférieure de ce dernier. Quel que soit le régime de Reynolds, une propulsion inertielle est systématiquement observée [146]. Des études précédentes [123, 148] ont, en outre, montré que des textures en forme de canaux alignés selon un motif de chevrons redirigent efficacement le flux d'air.

Lorsque l'air s'écoule le long d'un canal sous l'objet, il crée une pression dynamique qui s'exerce sur les murs de la macro-texture, les chevrons. Dans le chapitre précédent, les textures sont gravées dans le poreux rattaché à la soufflerie : si une pression inertielle s'applique contre les murs, on ne

s'attend pas à ce que cela engendre un mouvement notable. En effet, la force de propulsion est de l'ordre du micro-Newton, si bien que le poreux relié à la soufflerie est trop lourd pour être déplacé. En revanche, si les murs des chevrons sont rattachés à une petite lamelle de verre, alors il sera plus facile de la faire bouger.

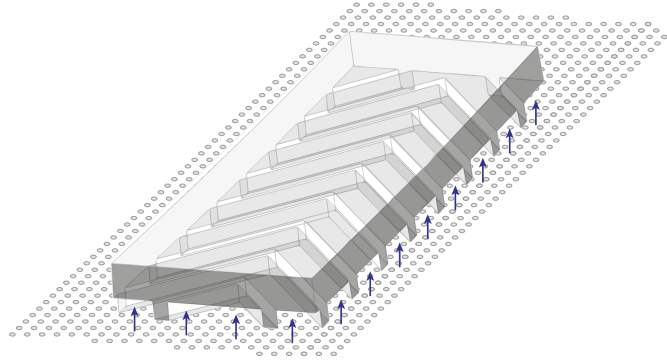


FIGURE 4.1 – Image 3D d’une lamelle de verre sous laquelle sont apposées des macro-textures agencées en chevrons. La lamelle est en lévitation au-dessus d’une soufflerie fermée par un poreux : l’air est représenté par les flèches bleues.

Cette expérience est donc le symétrique de la géométrie présentée au chapitre précédent : au lieu d’avoir un poreux macro-texturé qui fait léviter une plaque lisse, nous avons maintenant un poreux lisse qui souffle sous une plaque macro-texturée.

Nous avons essayé plusieurs procédés pour créer ces objets :

(1) Nous avons tout d’abord gravé au cutter-laser des rainures dans des plaques de Plexiglas, suivant le même procédé qu’à l’expérience précédente. Cette technique offre une réalisation rapide et la possibilité d’avoir des plaques de dimensions facilement variables. Toutefois, une fois chauffé par le rayon laser, le Plexiglas s’incurve, ce qui rend nos expériences irréalisables. Ce détail ne nous avait pas dérangé précédemment en gravant la surface poreuse car elle était fermement maintenue à la soufflerie par 6 vis qui forçaient sa planéité. Ici, nous n’avons plus la possibilité d’aplatir ces plaques.

(2) Nous avons ensuite essayé de créer des plaques texturées avec une imprimante 3D (Fortus 250mc printer), qui utilise la technologie Fused Deposition Modeling (FDM). Les objets ainsi conçus présentent l’avantage d’être léger. Ils sont créés grâce à un filament thermoplastique dont le flux est contrôlé par une tête qui peut être bougée horizontalement et verticalement *via* un contrôle informatique. L’objet est construit du bas vers le haut, couche par couche, suivant le motif désiré. La meilleure résolution que nous pouvions obtenir, avec de l’acrylonitrile butadiène styrène pour matériau de construction, est $350\text{ }\mu\text{m}$, ce qui est trop épais pour les murs désirés. Par ailleurs, la structure en filament des objets créait une rugosité élevée à l’échelle des textures, ajoutant une friction solide rhéologique contre le poreux.

(3) Nous avons finalement entrepris un processus en deux étapes pour la réalisation de nos plaques texturées. Cette méthode passe par la création d'un contre-moule temporaire d'une piste de chevrons en laiton, produite au laboratoire à l'occasion de l'étude de la propulsion en caléfaction [123]. Le contre-moule est réalisé grâce à un mélange liquide (au ratio 10 : 1 en masse) de polydiméthylsiloxane (PDMS) avec un agent réticulant, RTV-Silicon (Room Temperature Vulcanizing silicone). Ce mélange est versé sur la piste usinée en laiton, puis placé à l'étuve à 70°C pour 1 heure, le temps que le PDMS réticule, c'est-à-dire se solidifie. Une fois que le PDMS a durci, nous avons un moule en négatif des chevrons. Nous récupérons la texture initiale en versant dans le contre-moule une colle réticulante sous UV, la NOA-61 (cette colle est conçue pour créer la meilleure adhésion possible avec des surfaces en verre ; elle durcit suite à une exposition aux ultra-violets). La colle se répand dans les textures inversées, et nous la recouvrons d'une lamelle de verre de dimensions $a \times b \times c$. Nous exposons le montage pendant environ 30 s (ou plus, dans le cas de textures profondes) sous une lampe UV de puissance 100 mW/cm². La NOA-61 une fois réticulée n'adhère pas au PDMS, alors qu'elle colle bien au verre : le démoulage est directement possible. Nous obtenons ainsi une lamelle de verre, de dimensions choisies, sur laquelle sont plantés des murs, en chevrons. Cette technique nous permet d'éviter que la plaque ne s'incurve (la texture en NOA-61 est collée à une plaque de verre rigide), nous offre des murs fins (dessinés par l'usinage de l'étain) et nous affranchit des problèmes de rugosité.

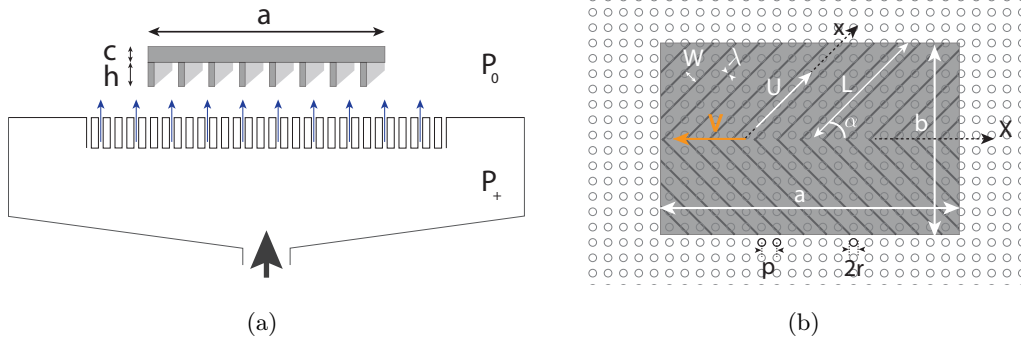


FIGURE 4.2 – (a) Schéma de la soufflerie, fermée par une plaque de Plexiglas rendue poreuse par perforation au cutter-laser. De l'air (flèches bleues) souffle sous une plaque de verre de longueur $a = 30$ mm et d'épaisseur c , à laquelle sont collées des textures de profondeur h . (b) Vue de dessus de l'expérience. La plaque de largeur b a des canaux de longueur $L = b/2 \sin \alpha$ et largeur $W = 1$ mm disposés en chevrons d'angle de demi-ouverture $\alpha = 45^\circ$. Ils sont séparés par des murs d'épaisseur $\lambda = 200 \mu\text{m}$. La vitesse de l'air dans un canal est notée U , et x est la coordonnée le long de la rainure. La plaque avance à la vitesse V dans la direction signalée par la flèche orange. Le sens de la propulsion est opposé à celui du chapitre précédent. Le substrat est constitué de pores de rayon r , répartis en un réseau de pas p .

Comme illustré à la figure 4.2, les plaques texturées ainsi obtenues sont décrites par leur longueur a , gardée constante dans cette étude et égale à 30 mm. Leur largeur b implique une longueur $L = b/2 \sin \alpha$ de canal, où α est le demi-angle d'ouverture entre les murs et l'axe des X , constant sur les expériences présentées ici, à 45° . Les rainures ont une largeur $W = 1$ mm, et sont séparées par des

murs d'épaisseur $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Les textures appliquées sur la plaque ont une profondeur h , facilement variable.

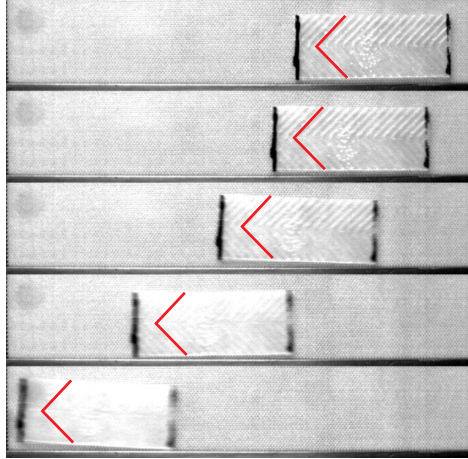


FIGURE 4.3 – Séquence d'images illustrant l'accélération d'une plaque de dimensions $[a, b, c, h] = [30, 12, 160, 250] \text{ mm}^2 \times \mu\text{m}^2$, en lévitation au-dessus d'une plaque poreuse lisse. L'intervalle entre deux images est 0,32 s. La texture (assez transparente) sous la plaque est soulignée par un trait rouge. Le mouvement se fait cette fois dans le sens de la flèche créée par les chevrons, c'est-à-dire dans le sens contraire à celui observé dans le cas d'un entrainement visqueux.

4.2 Mesure de forces

Nous réalisons des plaques avec différents paramètres géométriques : la largeur b varie entre 6, 12, 18 et 24 mm ; pour chacune de ces largeurs l'épaisseur de la plaque c varie entre 160, 1160 et 2160 μm . La hauteur des murs des textures h varie entre 150, 250, 400, 800 et 1600 μm .

Nous utilisons la même façon de procéder qu'au chapitre 3 pour déterminer la force de propulsion subie par les plaques. Un film de l'expérience nous permet tout d'abord d'accéder à la position en fonction du temps, dont nous en déduisons l'accélération *via* un ajustement parabolique de la trajectoire (le mouvement parabolique est visible sur la chronophotographie 4.3). Pour chaque expérience, la pression est progressivement augmentée jusqu'à ce que la plaque lévite. La pression de décollement dont la valeur sera étudiée plus loin est alors maintenue constante.

Chaque expérience est répétée 4 fois, et consiste en 5 lancers à contre-sens de la propulsion : la plaque ralentit puis part dans l'autre sens ; nous estimons la force autour du point de rebroussement pour minimiser l'influence d'éventuelles frictions. Chaque point présenté sur la figure 4.4 est la moyenne de ces différents lancers.

Dans ces expériences, la plaque est propulsée dans la direction de la flèche que forment les chevrons. Nous avons défini au chapitre précédent l'axe des X dans le sens de la propulsion, c'est-à-dire dans le sens opposé à la flèche des chevrons : nous changeons maintenant le sens, pour maintenir

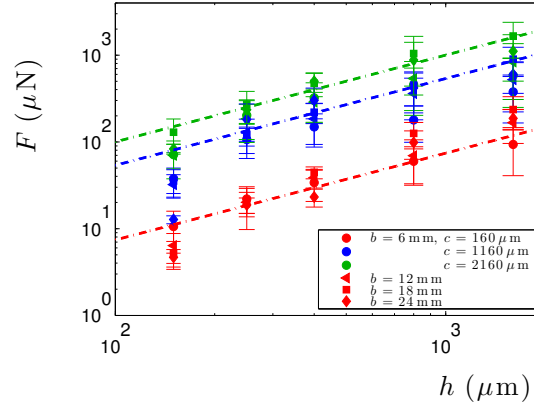


FIGURE 4.4 – Force de propulsion F mesurée expérimentalement en fonction de la profondeur des textures h . Chaque couleur représente une épaisseur de plaque : rouge pour $c = 160 \mu\text{m}$, bleu pour $c = 1160 \mu\text{m}$ et vert pour $c = 2160 \mu\text{m}$. Les symboles indiquent les largeurs : disques pour $b = 6 \text{ mm}$, triangles pour $b = 12 \text{ mm}$, carrés pour $b = 18 \text{ mm}$ et losanges pour $b = 24 \text{ mm}$. Les lignes pointillées présentent la meilleure approximation linéaire des données à épaisseur fixée ; la pente est toujours de 1, et les préfacteurs de 0.07, 0.54 et 1 pour $c = 160$, 1160 et 2160 μm , respectivement, sont proportionnels l'épaisseur. Chaque point est la moyenne d'environ 20 lancers.

une propulsion dans le sens des X positifs. On observe au graphe 4.4 que la force semble linéaire en h , la profondeur des textures : une droite de pente 1 relie les amas de points de même couleur. Ceci suggère que la largeur b de la plaque n'a pas d'influence sur la valeur de la force, tandis que l'épaisseur de la plaque semble de nouveau jouer un rôle important : les couleurs (qui correspondent à des épaisseurs différentes) sont étagées et distinctes. Les lignes pointillées sur le graphe 4.4 ont pour préfacteur 0.07, 0.54 et 1 : leur rapport est le même que celui des épaisseurs. Ainsi une dépendance linéaire de la force en fonction du poids de la plaque est attendue.

4.3 Modèles

4.3.1 Modèle en loi d'échelle

Force de propulsion

Un scénario inertiel nous permet d'évaluer la force de propulsion dans cette géométrie. Nous considérons dans un premier temps uniquement ce qui se passe à l'intérieur d'un seul chevron, et même d'un seul canal, illustré en figure 4.5. L'accumulation de l'air engendre une surpression δP à la pointe des chevrons. Cette surpression s'applique sur la section du canal, hW , illustrée en bleu et rouge sur le schéma 4.5. Cela crée une force inertielle $F_i \sim \delta P hW$. Les canaux forment un angle α avec l'axe de propulsion. La force F_i est orientée dans le prolongement du chevron : sa projection sur l'axe de propulsion fait apparaître un facteur $\cos \alpha$. La force totale de propulsion est finalement obtenue en sommant sur le nombre de chevrons fermés $N \sim \frac{2a \sin \alpha}{\lambda + W}$ qui contribuent à la propulsion. On obtient alors : $F \sim \delta P a h \sin 2\alpha$.

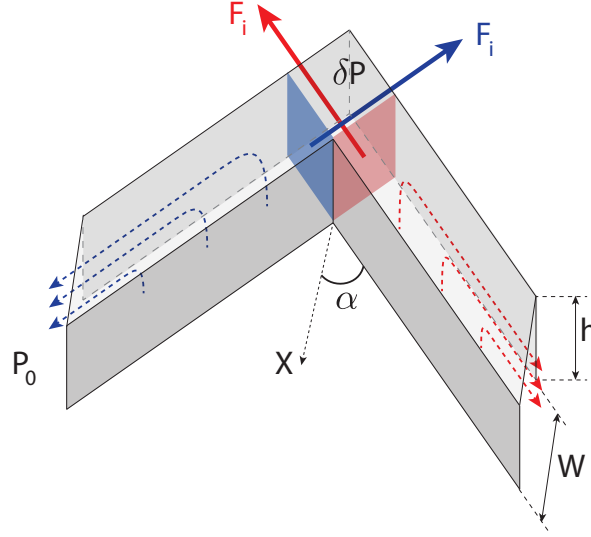


FIGURE 4.5 – Schéma en perspective du flux dans un canal : les murs (en gris) de hauteur h forment un chevron dont le haut est fermé, le bas étant ouvert à l'arrivée d'air. Les flèches en pointillés rouge et bleu indiquent le mouvement de l'air à l'intérieur du canal de largeur W . Il se crée une surpression δP à la pointe tandis que l'autre extrémité des canaux débouche à l'air libre, à la pression P_0 . La surpression dans le canal s'applique sur l'aire colorée en rouge ou bleu et crée une force F_i par rainure. À cause de la symétrie des chevrons, toutes les amplitudes entre les côtés gauche et droit sont égales. Les canaux sont disposés selon un angle de demi-ouverture α .

Il nous faut maintenant évaluer la surpression à l'intérieur des canaux. Comme la plaque avance, elle n'est plus en contact avec le support, sinon les frottements solides la retiendraient sur place : elle lévite. La pression qui règne sous l'objet doit compenser le poids de ce dernier : de façon simple, elle s'exprime comme $\delta P \sim \frac{m}{ab} g$ où m est la masse totale de l'objet qui lévite, a et b sa longueur et sa largeur. On peut aussi décomposer le poids en la somme du poids de la plaque de verre $\rho_g g c$ et de celui des murs en NOA-61 $\rho_N g h \frac{\lambda}{\lambda + W}$, où le facteur $\frac{\lambda}{\lambda + W}$ prend en compte la densité surfacique de murs sous la plaque. Cependant, expérimentalement, la quantité de NOA n'est pas parfaitement contrôlée (il arrive qu'une fine couche de NOA relie tous les murs entre eux, formant une plaque de colle continue sous la plaque de verre). On estimera parfois les forces expérimentales par la masse de chacune des plaques. La masse de NOA est souvent négligeable par rapport à la masse du verre, on aura alors $\delta P \sim \rho_g g c$ (ce qui garantit la dépendance de la force en h et non h^2 , voir équation 4.1). Ainsi, on obtient une force totale de propulsion :

$$F \sim (\rho_g c + \rho_N h \frac{\lambda}{\lambda + W}) g a h \sin 2\alpha \quad (4.1)$$

Cette force peut aussi s'écrire en fonction de la masse de la plaque, comme nous venons de le souligner :

$$F \sim m g \frac{h}{b} \sin 2\alpha \sim m g \frac{h}{L} \cos \alpha \quad (4.2)$$

Dans cette nouvelle formulation, on voit de nouveau apparaître, comme en 3.14, que la force motrice de propulsion est le poids à deux facteurs géométriques près, le $\cos \alpha$ provenant de la projection sur l'axe de propulsion et h/L , un nombre caractéristique du canal.

Cet argument inertiel décrit bien les observations expérimentales, comme on l'apprécie sur la figure 4.6 : tous les points expérimentaux s'alignent selon une droite maîtresse de pente 1.

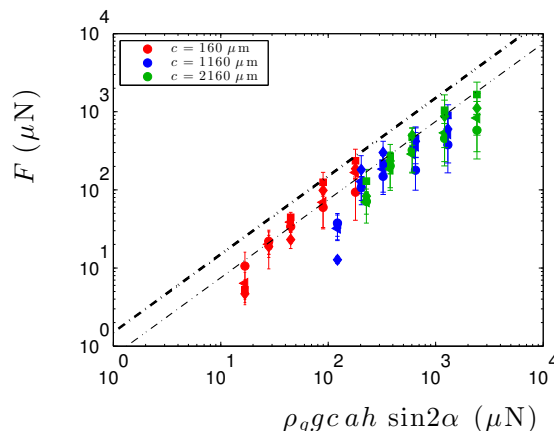


FIGURE 4.6 – Force F mesurée expérimentalement (en μN) en fonction de la force théorique de l'équation 4.1. La ligne pointillée noire épaisse a une pente 1, avec le préfacteur 3 suggéré par l'équation 4.17. La ligne fine en pointillés décrit la propulsion dans le cas où la viscosité dans les canaux est non-négligeable, avec le préfacteur $3/2$ donné par l'équation 4.20. Les codes couleur sont les mêmes qu'à la figure 4.4, chaque couleur correspond à une épaisseur de plaque de verre.

Déviations aux petits h :

On remarque aux figures 4.4 et 4.6 que les amas de points correspondant aux faibles profondeurs h des canaux (premier groupe de point par couleur depuis la gauche) sont légèrement en-deçà de la courbe maîtresse. En effet, pour de petites hauteurs de murs, la plaque n'a pas besoin de léviter très haut pour être propulsée : le nombre de Reynolds dans ces expériences est bas, comme nous l'avons vu à la section 3.3.4 ($Re \leq 1$ si $h \lesssim 200 \mu\text{m}$). On se trouve donc pour $h = 150 \mu\text{m}$, voire $h = 250 \mu\text{m}$, dans une situation où la viscosité joue encore un rôle notable. On s'attend alors à ce que les forces inertielles et visqueuses soient du même ordre de grandeur. Et comme nous l'avons vu au chapitre 3, la viscosité engendre un entraînement dans le sens d'échappement de l'air, c'est-à-dire dans le sens opposé à celui d'une propulsion inertielle : elle joue donc ici le rôle de frein. On remarque à la figure 4.6 que les points obtenus avec des plaques épaisses ($c = 2160 \mu\text{m}$ en vert) sont moins déviés que les autres aux petits h : la plaque alors étant lourde, il faut un flux d'air plus fort pour la soulever, et l'on quitte plus rapidement le régime des bas Reynolds.

Pression

Pour chaque expérience, la pression initiale est la pression atmosphérique P_0 . Cette pression est augmentée jusqu'à propulsion de la plaque, c'est-à-dire lorsqu'elle lévite à une hauteur h au-dessus du support. Au chapitre précédent, nous avons vu le rôle crucial que jouait la largeur b sur la pression de décollement. Ici aussi nous faisons varier b et notons la valeur de la surpression dans la soufflerie dès que la plaque se met à avancer.

Le comportement de la pression peut être expliqué par une loi d'échelle. La loi de Darcy relie le flux à travers un pore à la surpression de part et d'autre du poreux : $Q = \frac{\Delta P}{R_H}$ où $R_H = \frac{8\eta e}{\pi r^4}$ est la résistance hydraulique d'un pore cylindrique. On utilise aussi la conservation de la masse : $h \frac{U}{b} \sim \frac{Q}{p^{\frac{1}{2}}}$. Enfin, il faut que la pression dynamique créée par l'écoulement de l'air sous la plaque à vitesse U compense le poids : $\rho U^2 \sim \rho_g g c$ (où ρ est la masse volumique de l'air). En combinant ces trois équations, nous aboutissons à l'expression suivante pour la pression :

$$\frac{\Delta P}{\sqrt{\rho_g g c}} \sim \frac{R_H p^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\rho}} \frac{h}{b} \quad (4.3)$$

La pression n'est plus normalisée par la pression gravitaire mais par sa racine carrée : on peut se demander si, dans le cas d'une lévitation inertielle, la surpression sous l'objet serait suffisamment efficace pour permettre de léviter avant de compenser totalement le poids. Cette hypothèse étrange est réfutée par les résultats du graphe 4.8 où on observe que la lévitation ne commence jamais avant la compensation totale du poids. En revanche, à cause des effets inertiels liés à la redirection de l'air sous la plaque, la dépendance de la pression en fonction du poids de l'objet est plus faible. Par ailleurs, la surpression à appliquer est directement proportionnelle à h , la hauteur des murs, et donc de lévitation : plus les murs sont hauts, plus il faudra souffler pour faire décoller l'objet. Enfin, de même qu'au paragraphe 3.3.2 du chapitre précédent, la pression est inversement proportionnelle à la largeur de la plaque : plus cette dernière est étroite, moins il y a de surface sur laquelle l'air peut s'appuyer pour soulever l'objet et les pertes sont plus grandes. La figure 4.7 compare les données expérimentales à l'équation 4.3.

Les données ne s'alignent pas parfaitement selon la loi d'échelle suggérée par l'équation 4.3. Dans cette figure, on voit que les points à plus haut Reynolds (correspondant aux plus grandes valeurs de h et plus petits b) suivent bien la pente 1 de la droite pointillée noire. À bas Reynolds en revanche (c'est-à-dire à de petits h ou grands b), la pression semble saturer et ne suit plus la dépendance avec la hauteur attendue. Les données tendent vers un plateau, et elles s'étagent avec l'épaisseur c de la plaque sur la gauche du graphe.

Comme ces résultats nous ont intrigués, nous avons voulu étudier l'influence de la pression sur la hauteur de lévitation d'un objet. Nous avons réalisé une série d'expériences avec des plaques lisses, de différentes épaisseurs $c = 160, 1000$ ou $2000 \mu\text{m}$ et de dimensions $a \times b$ variables : $b = 6, 12$ ou 24 mm , la longueur restant constante à $a = 30 \text{ mm}$. Les résultats sont présentés sur le graphe 4.8.

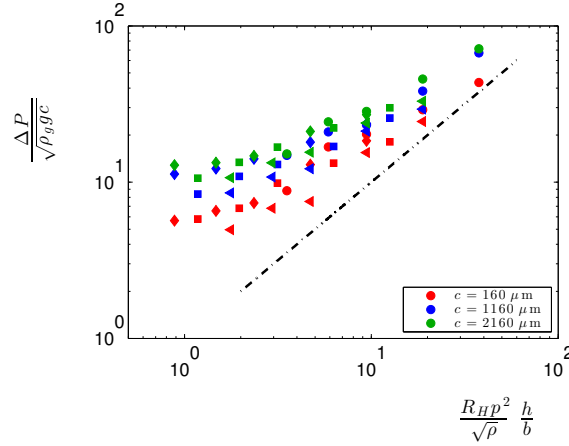


FIGURE 4.7 – Surpression ΔP en fonction du rapport des longueurs h/b de la plaque, renormalisé comme suggéré par l'équation 4.3. Le code couleur est le même qu'aux figures précédentes. La ligne pointillée noire indique la pente 1, sans préfacteur.

Les données conduisent à des résultats assez dispersés mais dont la dynamique générale suit la pente 1 indiquée par la ligne noire. La pression dans les expériences est souvent plus haute qu'attendue par le modèle, ce qui peut être dû aux conditions de réalisation : le moyen de stabiliser les plaques pour qu'elles restent sur place pendant la durée de la mesure a pu engendrer des erreurs, de même que les pertes de pression liées à notre soufflerie nous poussent à sous-évaluer la hauteur de lévitation à pression donnée.

Les lignes pointillées horizontales, de couleur, montrent l'équation $\frac{\Delta P}{\sqrt{\rho_g g c}} = \sqrt{\rho_g g c}$, c'est-à-dire quand la pression compense le poids pour chacune des épaisseurs ici considérées. On remarque que les points les plus bas (pour les h les plus petits) s'en approchent, sans passer en-dessous : la lévitation commence bien à partir du moment où la surpression ΔP compense le poids entier $\rho_g g c$, et pas uniquement sa racine carrée.

4.3.2 Modèle analytique

Nous pouvons aussi tirer parti des paramètres géométriques bien définis de notre système pour établir un modèle analytique plus complet.

Nous décrivons les grandeurs physiques en utilisant les détails de la figure 4.2. La loi de Darcy énonce que le flux par unité de volume Q , de vitesse moyenne w à travers un pore de rayon r , $Q = w\pi r^2$ est proportionnel à la différence de pression entre la soufflerie P_2 et la pression $P_1(x)$ à une abscisse x sous la plaque texturée :

$$Q = \frac{P_2 - P_1(x)}{R_H} \quad (4.4)$$

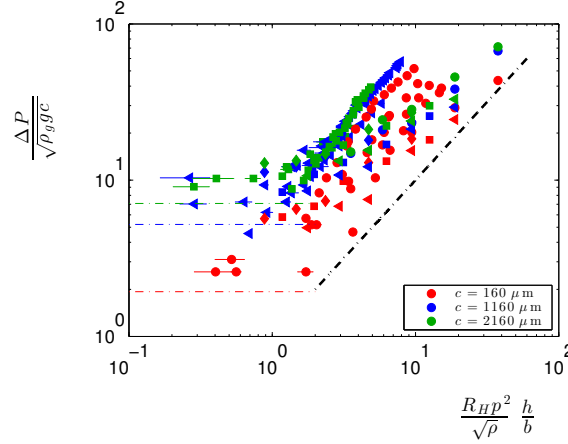


FIGURE 4.8 – Surpression ΔP en fonction du rapport des longueurs h/b des plaques, écrite selon l'équation 4.3. Le code couleur est le même qu'aux figures précédentes. La ligne pointillée noire indique la pente 1. Différentes expériences sur la hauteur de lévitation sont présentées, notamment avec des plaques lisses. Les lignes pointillées horizontales indiquent la position de la pression à partir de laquelle la plaque est supposée décoller car le poids a été compensé.

où $R_H = \frac{8\eta e}{\pi r^4}$ est la résistance hydraulique du matériau, pour un pore cylindrique, et en notant η la viscosité de l'air et e la longueur des trous. La conservation de la masse nous fournit une deuxième équation qui lie vitesse horizontale d'échappement U et vitesse verticale d'injection w dans chaque pore, répartis selon un réseau de pas p : $h \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{Q}{p^2}$. Ces deux équations peuvent être réécrites en une seule :

$$h \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{P_2 - P_1(x)}{R_H p^2} \quad (4.5)$$

Au chapitre 3 nous avons utilisé l'équation de Poiseuille pour décrire l'évolution du flux dans les canaux. En effet, à faible Reynolds, la différence de pression le long du canal crée un écoulement de type Poiseuille. Cependant, ici, dans le cas d'une propulsion inertielle, nous préférons l'équation de Bernoulli :

$$\frac{1}{2} \rho \frac{\partial U^2}{\partial x} = - \frac{\partial P_1}{\partial x} \quad (4.6)$$

Le mouvement est toujours observé dans le sens de la flèche dessinée par les chevrons, donc dans le sens d'une propulsion inertielle. Cependant, dans certains cas, par exemple si h est petit et la plaque légère et large, il est possible d'avoir un écoulement sous l'objet à faible Reynolds. À la force de propulsion s'ajoute alors une force visqueuse qui a tendance à tirer la plaque dans l'autre sens ; si ces forces sont du même ordre de grandeur (ce qui est probable à faible Reynolds), on s'attend à ce que l'efficacité de la propulsion due à la pression soit bien diminuée. Dans tous les autres cas, nous

sommes à Reynolds élevé et la friction visqueuse est très faible et négligeable devant la propulsion inertielle.

Nous étudions d'abord le cas le plus général où seule la force inertielle se fait ressentir, puis nous nous intéresserons à la correction que la viscosité peut apporter à la propulsion.

Hauts Reynolds

Les équations 4.5 et 4.6 forment un système de deux équations à deux inconnues, U et P_1 . En les combinant, on obtient une équation différentielle pour la vitesse de l'air : $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = K \frac{\partial U^2}{\partial x}$ où la constante K vaut $\frac{\rho}{2p^2 R_H h}$. Intégrer cette équation une première fois nécessite l'introduction d'une première constante, A : $\frac{\partial U}{\partial x} = KU^2 + A$. Une deuxième intégration mène à : $\frac{1}{\sqrt{AK}} \arctan\left(\sqrt{\frac{K}{A}}U\right) = x + B$, où B est une seconde constante d'intégration. Nous pouvons réécrire cette équation pour obtenir l'expression de la vitesse dans les canaux :

$$U(x) = \sqrt{\frac{A}{K}} \tan[\sqrt{AK}(x + B)] \quad (4.7)$$

Une première condition aux limites nous fixe une vitesse nulle à la pointe du chevron, l'origine du canal : $U(0) = 0$. Ceci a pour conséquence que $B = 0$. Sachant cela, nous pouvons injecter l'équation 4.7 dans l'équation 4.5 pour obtenir l'expression de la variation de pression le long d'un canal :

$$P_1(x) = P_2 - \frac{\rho A}{2K} \frac{1}{\cos^2(\sqrt{AK}x)} \quad (4.8)$$

La continuité de la pression donne une deuxième condition aux limites : le bord de la plaque est relié à la pression atmosphérique : $P_1(L) = P_0$. Ceci conduit à l'équation suivante pour la constante A :

$$\cos^2(\sqrt{AK}L) = \frac{\rho A}{2K} \frac{1}{P_2 - P_0} \quad (4.9)$$

Cette équation n'a pas de solution analytique. Nous avons cependant besoin d'évaluer la constante d'intégration A pour déterminer les champs de vitesse U et de pression P_1 sous la plaque. Deux possibilités s'offrent à nous : une évaluation numérique du problème peut être faite – elle a été réalisée en collaboration avec Tobias Baier – ou bien des approximations nous permettant d'obtenir des valeurs analytiques approchées, en collaboration avec Dan Soto.

La pression sous la plaque doit compenser le poids. Nous limitons l'expression analytique de cet argument au cas d'un seul canal bordé d'un seul mur :

$$\rho_g g c L (W + \lambda) = W \int_0^L (P_1(x) - P_0) dx \quad (4.10)$$

Nous utilisons à présent l'expression de la pression $P_2 - P_0$, obtenue à partir de l'équation 4.9, en l'injectant dans l'équation 4.8 pour éliminer P_2 : $P_1(x) - P_0 = \frac{\rho A}{2K} \left(\frac{1}{\cos^2(L\sqrt{AK})} - \frac{1}{\cos^2(\sqrt{AK}x)} \right)$. Insérons cette nouvelle expression dans l'équation 4.10 :

$$\rho_g g c L \frac{W + \lambda}{W} = \frac{\rho A}{2K} L \left(\frac{1}{\cos^2(L\sqrt{AK})} - \frac{\tan(L\sqrt{AK})}{L\sqrt{AK}} \right) \quad (4.11)$$

Nous pouvons maintenant effectuer un développement limité de cette équation pour en isoler A , dans la mesure où $\frac{1}{\cos^2 x} - \frac{\tan x}{x} = \frac{2}{3}x^2 + o(x^3)$. Nous obtenons alors $\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W} \approx \frac{\rho A}{2K} \frac{2}{3} L^2 AK$. Nous en déduisons une expression approchée de la constante A :

$$A \approx \sqrt{3 \frac{\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W}}{\rho L^2}} \quad (4.12)$$

Vérifions que l'approximation effectuée lors du développement limité est valable : nous devons avoir $L\sqrt{AK} \ll 1$, c'est-à-dire $\sqrt{3\rho L^2 \rho_g g c \frac{W + \lambda}{W} \frac{1}{2p^2 R_H h}} \ll 1$. Nous choisissons toutes les valeurs les moins favorables pour les paramètres : $c = 2160 \text{ } \mu\text{m}$, $L = \frac{b}{2\sin\alpha} = \frac{24 \text{ mm}}{2\sin 45^\circ}$ et $h = 150 \text{ } \mu\text{m}$, et obtenons pour résultat $L\sqrt{AK} \approx 1,06$. Tous les autres cas seront plus favorables, ce qui permet de valider raisonnablement notre hypothèse.

Nous utilisons à présent l'expression approchée (4.12) pour obtenir $P_2 - P_0$ (équation 4.9).

$$P_2 - P_0 \approx \frac{\rho}{2K} \sqrt{3 \frac{\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W}}{\rho L^2}} \quad (4.13)$$

En remplaçant dans cette équation les paramètres K et L par leurs expressions ($\frac{\rho}{2K} = p^2 R_H h$ et $L = \frac{b}{2\sin\alpha}$), on obtient la formule suivante :

$$P_2 - P_0 \approx 2\sin\alpha p^2 R_H \frac{h}{b} \sqrt{3 \frac{\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W}}{\rho}} \quad (4.14)$$

Cette équation est la loi d'échelle 4.3, dans laquelle apparaît un préfacteur $2\sin\alpha \sqrt{3 \frac{W + \lambda}{W}} \approx 2,7$, conforme aux données expérimentales de la figure 4.7.

La vitesse de l'air dans les canaux (équation 4.7) s'exprime, par ailleurs, comme :

$$U(x) \approx \frac{x}{L} \sqrt{3 \frac{\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W}}{\rho}} \quad (4.15)$$

La vitesse de l'air varie linéairement avec la position x/L dans le canal et elle est proportionnelle à la racine carrée du poids mais indépendante de la hauteur h des murs. Plus la plaque est lourde, plus la vitesse de l'air est grande, ce qui engendre plus de pression dynamique et plus de propulsion. On retrouve l'idée que le poids peut être vu comme la force motrice de ce système.

Enfin, la pression dans les canaux (équation 4.8) a pour expression :

$$P_1(x) \approx P_0 + \frac{3}{2}\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W} \left(1 - \frac{x^2}{L^2}\right) \quad (4.16)$$

La pression $P_1(x) - P_0$ est directement proportionnelle à la pression gravitaire $\rho_g g c$ de la plaque. Il s'agit bien de compenser intégralement le poids de l'objet pour léviter, même si la surpression dans la soufflerie $\Delta P = P_2 - P_0$ n'est proportionnelle qu'à sa racine carrée. La pression moyenne le long d'un canal, $\overline{P_1 - P_0}$ compense alors exactement le poids de la plaque : $\rho_g g c \frac{W + \lambda}{W}$. Une correction $\frac{W + \lambda}{W}$ apparaît : en effet, on ne souffle qu'à l'intérieur des canaux (largeur W) et pas sous les murs (largeur λ).

Munis de ces expressions pour la vitesse U et la pression P_1 sous la plaque, nous pouvons exprimer la force de propulsion. Pour ceci, nous intégrons la valeur de $P_1(x) - P_0$ qui s'appuie sur les murs verticaux d'un canal : les forces sur les murs de longueur L se compensant car ils sont face à face, reste la composante sur la petite section hW de mur qui ferme le canal, coloriée en bleu ou rouge sur la figure 4.5. Ainsi, la force de propulsion dans une rainure vaut $F_i = \int_0^W \int_0^h (P_1(0) - P_0) dz dy = hW(P_1(0) - P_0)$. Sa projection sur l'axe de propulsion ajoute un facteur $\cos \alpha$. Nous effectuons la somme sur l'ensemble des canaux qui participent à la propulsion, et obtenons :

$$F_{tot} = \frac{3}{2}\rho_g g c a h \sin 2\alpha \quad (4.17)$$

Cette force est tracée sur la figure 4.6 avec une ligne pointillée noire, qui décrit très bien les données expérimentales. On retrouve la loi d'échelle 4.1 : la force est proportionnelle à l'épaisseur c , la longueur a de la plaque et à la profondeur h des murs. Plus la plaque est lourde et plus la surface offerte par les murs est grande, alors plus la propulsion est efficace.

Faibles Reynolds

Nous abordons maintenant le cas où la profondeur des rainures est faible et où la plaque peut être large mais légère. Une faible pression suffit à la soulever et, à bas Reynolds, la viscosité de l'air joue un rôle important. Nous avons vu au chapitre précédent que la trainée visqueuse engendre une propulsion dans le sens d'éjection de l'air, c'est-à-dire dans le sens opposé à celui de la propulsion par la pression. Ici, une plaque subit deux forces de propulsions antagonistes : $F_{tot,\eta} = F_{tot} - F_\eta$, où

F_{tot} est la force de propulsion inertielle due à la pression, et F_η est la force visqueuse. En effet, sur la figure 4.6, les points qui correspondent à des petits Reynolds semblent plus bas que les autres.

Puisque nous sommes à bas Reynolds et dans l'approximation de lubrification, l'équation de Poiseuille décrit alors le flux dans le canal de section rectangulaire :

$$12\eta \frac{U}{h^2} = -\frac{\partial P_1}{\partial x} \quad (4.18)$$

Avec l'équation 4.5, elles composent un système de deux équations à deux inconnues. En suivant le même raisonnement qu'en 3.3.2, c'est-à-dire résolution des équations pour U et P_1 et détermination de P_2 grâce à la compensation du poids, on aboutit (cas des plaques larges) à la formule suivante de la force visqueuse qui s'exerce dans un canal :

$$F_{i,\eta} = \frac{hW}{2}(P_1(0) - P_0) \quad (4.19)$$

On avait trouvé au paragraphe précédent une force inertielle $F_i = hW(P_1(0) - P_0)$: la force visqueuse diminue donc de moitié l'efficacité de la propulsion ! La force totale de propulsion vaut alors la moitié de la précédente :

$$F_{tot,\eta} = \frac{3}{4}\rho_g g c a h \sin 2\alpha \quad (4.20)$$

Cette équation est tracée en pointillés légers sur la figure 4.6 ; plus basse, elle décrit mieux les expériences à petite hauteur de mur et pour des plaques larges.

4.3.3 Simulations

Comme l'équation 4.9 pour trouver la constante d'intégration A n'admet pas de solution analytique, nous avons proposé deux approches pour résoudre les équations. Dans un premier temps, nous avons utilisé un développement limité, c'est-à-dire réalisé une approximation théorique. Une autre possibilité est de résoudre numériquement les équations et nous présentons ici ces résultats obtenus en collaboration avec Tobias Baier (Darmstadt). L'étude numérique a été réalisée en utilisant la méthode de von Karman. Les résultats à haut Reynolds sont choisis pour respecter $Re > 5$ tandis que les bas Reynolds satisfont $Re < 1$.

La figure 4.9 compare les résultats obtenus pour la force de propulsion en fonction de la profondeur des créneaux. Elle présente les résultats numériques et les résultats expérimentaux de la figure 4.4 : la superposition des données est excellente, confirmant que les approximations de l'étude numérique permettent de décrire avec précision les phénomènes observés.

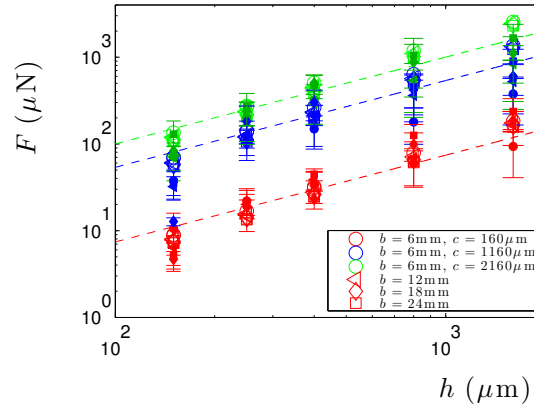


FIGURE 4.9 – La force de propulsion inertielle évaluée numériquement F_{num} (symboles évidés) en fonction de la hauteur des murs de la plaque, pour différents paramètres géométriques, se superpose aux données expérimentales (symboles pleins déjà présentés à la figure 4.4).

En effet, nous vérifions sur la figure 4.10 le comportement de la force évaluée numériquement F_{num} , en fonction de la force approchée théorique F_{th} . La ligne pointillée rouge montre la proportionnalité entre ces deux forces, la bleue diminue d'un facteur $1/2$: les données rouges et noires qui correspondent aux Reynolds élevés sont plus proches de la ligne de proportionnalité que les points bleus et verts, qui correspondent aux faibles Reynolds et sont légèrement plus bas, à proximité de la ligne $1/2$, comme suggéré par l'étude théorique sur l'influence de la viscosité.

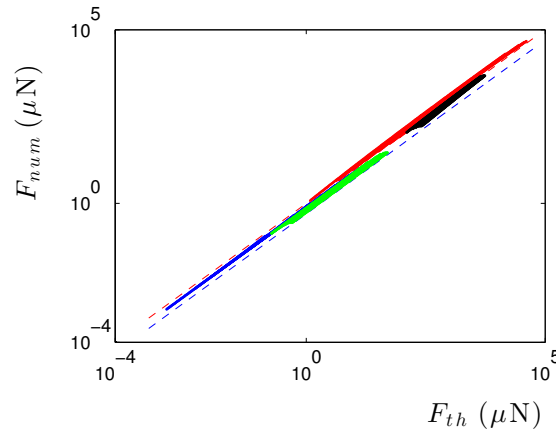


FIGURE 4.10 – Force de propulsion inertielle évaluée numériquement F_{num} en fonction de la force théorique F_{th} . Les lignes pointillées rouges et bleues ont pour équations respectives $y = x$ (cas des hauts Reynolds) et $y = \frac{x}{2}$ (cas des faibles Reynolds). Les données rouges et noires sont calculées pour $Re > 5$, correspondant à des plaques larges et étroites respectivement. Les données bleues et vertes sont calculées pour $Re < 1$, correspondant aussi à des plaques larges et étroites respectivement.

L'étude numérique du problème nous donne aussi accès aux pressions P_1 à l'intérieur des canaux et P_2 dans la soufflerie. Nous comparons à la figure 4.11 la surpression nécessaire $\Delta P = P_2 - P_0$ pour qu'une plaque puisse léviter.

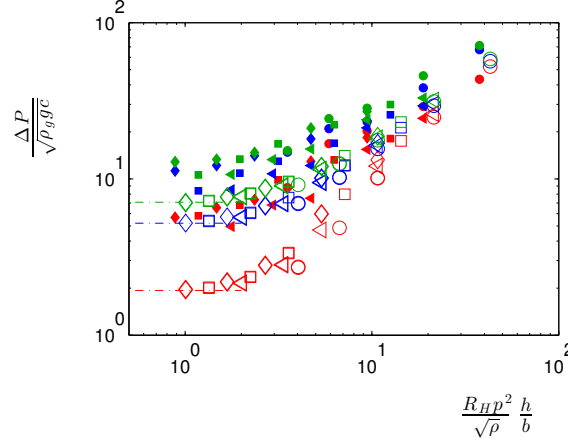


FIGURE 4.11 – Surpression $\Delta P = P_2 - P_0$ normalisée par la racine carrée du poids de l'objet nécessaire pour atteindre une lévitation à la hauteur h . Les données expérimentales, déjà présentées à la figure 4.7 sont en symboles pleins alors que les résultats numériques sont en symboles évidés. Les codes de forme et couleurs sont les mêmes que précédemment. Les lignes pointillées de couleur indiquent, pour chaque épaisseur considérée $c = 160, 1160$ ou $2160 \mu\text{m}$, la valeur de $\frac{\Delta P}{\sqrt{\rho_g g c}} = \sqrt{\rho_g g c}$, c'est-à-dire le moment où le poids est compensé.

Les résultats numériques suivent à haut Reynolds la pente 1 de la loi d'échelle 4.3, mais sont mieux décrits par un préfacteur 1 qu'environ 2,7 comme suggéré par le coefficient $2 \sin \alpha \sqrt{3 \frac{W+\lambda}{W}}$ de l'équation 4.14. Ceci est très surprenant, les points expérimentaux se trouvent alors sous la courbe théorique de la pression : il y aurait moins besoin de souffler que prévu, ce qui dans notre cas est peu probable. Cependant, les résultats numériques correspondent bien dans cette zone (sur la droite du graphe) aux résultats expérimentaux, ce qui valide notre protocole et notre analyse des données.

À bas Reynolds, les résultats numériques prennent aussi une inflexion surprenante. Ils quittent la courbe maîtresse théorique de pente 1 : les données vont vers une saturation. Les lignes pointillées horizontales de couleur signalent la valeur $\frac{\Delta P}{\sqrt{\rho_g g c}} = \sqrt{\rho_g g c}$, c'est-à-dire le moment où la surpression compense le poids et que la plaque peut commencer à léviter. Ces lignes pointillées décrivent parfaitement la valeur du plateau atteint par les résultats numériques pour de très petites valeurs h/b , ce qui confirme donc l'hypothèse que la lévitation ne commence qu'une fois que la gravité est compensée. Les points expérimentaux dans cette zone de bas Reynolds s'ajustent moins bien aux valeurs numériques, même si l'inflexion est la même ; les valeurs expérimentales de la pression sont plus élevées. Ceci est certainement dû aux erreurs expérimentales engendrées par les pertes de la soufflerie, mais aussi au fait que l'air est soufflé uniformément sous la plaque et non pas juste dans les rainures. La plaque lévite donc toujours un peu plus haut qu'à la stricte hauteur h de ses murs. Enfin, dans le cas d'expériences à bas Reynolds, la viscosité joue comme on l'a vu un rôle non négligeable et ralentit la propulsion, ce qui nous a peut-être poussés à utiliser une pression légèrement

plus élevée que la théorique, pour tenter d'aider la propulsion. Comme la surpression de lévitation est déterminée expérimentalement par le moment où la plaque avance, nous présentons des valeurs sur-évaluées.

4.4 Moulin inertiel

Nous avons jusqu'à présent étudié la propulsion de plaques en translation rectiligne. Nous nous intéressons maintenant à la rotation, en modifiant la géométrie de la plaque, comme l'illustre la figure 4.12. Nous utilisons des plaques carrées, de côté b , dont la surface inférieure est décorée de rainures, parallèles entre elles par quadrants, chacun de ces quadrants différant de son voisin par une rotation de 90° . Les canaux ont une largeur $W = 1$ mm et sont séparés par des murs d'une épaisseur $\lambda = 200$ μm . On caractérise la position de la plaque par l'angle de rotation θ . La plaque est maintenue centrée grâce à un axe en fibre de verre planté dans le poreux.

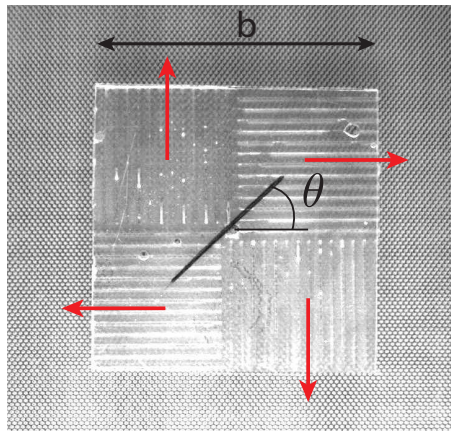


FIGURE 4.12 – Photographie d'une plaque auto-rotative, de côté $b = 3$ mm et caractérisée par un angle de rotation θ . Des rainures de largeur $W = 1$ mm sont séparées par des murs d'épaisseur $\lambda = 200$ μm et servent à rediriger l'air sous la plaque, selon un mouvement illustré par les flèches rouges. Une fibre de verre fixée dans le poreux maintient la plaque en place.

4.4.1 Force de propulsion

Comme l'air est redirigé au niveau des canaux, la hauteur de lévitation à laquelle la plaque vole n'est *a priori* pas un souci pour la propulsion. Quelle que soit la hauteur, l'air est redirigé au plus près de l'objet – contrairement au cas de propulsion visqueuse où les rainures sont gravées dans le substrat : si la plaque s'en éloigne, alors l'effet de la redirection de l'air s'atténuerait.

Nous vérifions néanmoins que la hauteur de lévitation ne joue aucun rôle sur la propulsion. La figure 4.13(a) compare, pour plusieurs plaques, leur accélération initiale à des pressions $\Delta P = P_2 - P_0$ de plus en plus grandes : les valeurs de $\ddot{\theta}_0$ sont constantes sur la gamme de surpression étudiée. L'accélération est mesurée deux fois pour chaque pression, la plaque est bloquée puis lâchée : on filme les premières secondes de sa mise en rotation.

Le graphe 4.13(a) fait apparaître que plus les murs sont profonds, plus la surpression minimale nécessaire pour commencer à tourner est élevée, en accord avec l'étude précédente liant hauteur de lévitation et surpression. La valeur de l'accélération angulaire est plus grande lorsque les murs sont plus hauts.

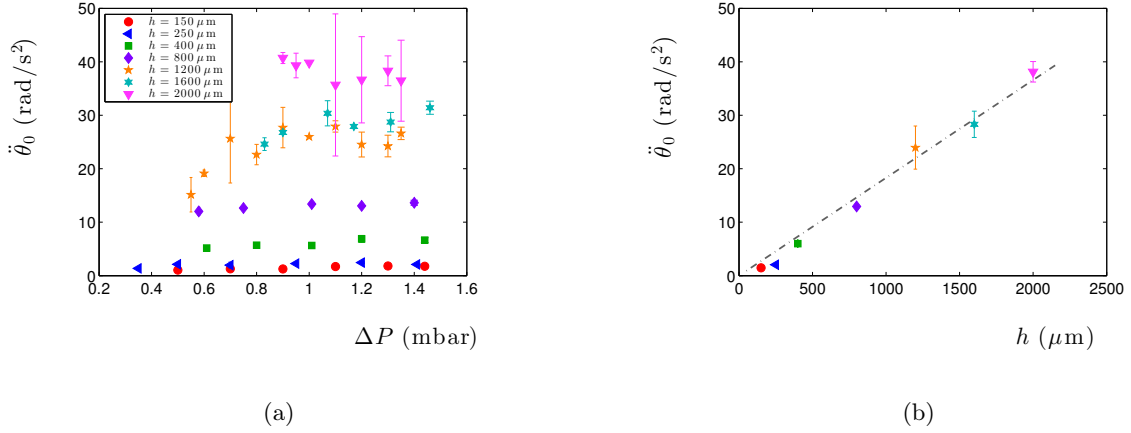


FIGURE 4.13 – **(a)** Accélération angulaire initiale $\ddot{\theta}_0$ de plaques avec des murs de différentes profondeurs h , en fonction de la surpression ΔP appliquée. Plus les murs sont hauts, plus la surpression est élevée avant que la plaque ne se mette à tourner, et sa vitesse est alors plus grande. La vitesse reste constante quelle que soit la pression. **(b)** Accélération angulaire initiale $\ddot{\theta}_0$ de plaques en fonction de la profondeur des murs. Les données sont les moyennes d'expériences réalisées à différentes pressions. La ligne grise pointillée montre l'équation 4.22.

En prenant la moyenne de l'accélération angulaire pour les différentes pressions, on obtient les données du graphe 4.13(b), où $\ddot{\theta}_0$ est présenté en fonction de la profondeur h des murs. La dépendance semble linéaire : plus la surface où l'air peut s'appuyer est grande, plus la plaque est poussée efficacement et mise en rotation rapidement.

4.4.2 Vitesse terminale

Après avoir laissé le temps à la plaque d'accélérer, elle atteint une vitesse angulaire stationnaire, que l'on peut aussi étudier. La figure 4.14(a) présente la vitesse terminale $\dot{\theta}_\infty$ de plaques avec des murs de différentes hauteurs en fonction de la pression ΔP appliquée. Plus les murs sont hauts, plus la plaque a besoin d'une forte pression avant de décoller. Les vitesses angulaires terminales obtenues pour des pressions proches du décollage sont faibles : les frottements solides entre le bas des murs et la surface poreuse sont certainement encore non négligeables. La vitesse augmente rapidement puis semble tendre vers un plateau (on remarque une légère augmentation des vitesses terminales en fonction de la surpression appliquée, de l'ordre de 30% sur la gamme étudiée, inexpliquée, et probablement due à un artefact expérimental), dont la valeur moyenne, réduite par la racine carrée de leur poids, est consignée au graphe 4.14(b), en fonction de la hauteur h des murs. Si la valeur $\dot{\theta}_\infty$ de la vitesse terminale augmente en fonction de la vitesse, l'évolution semble tendre vers une saturation à grand h .

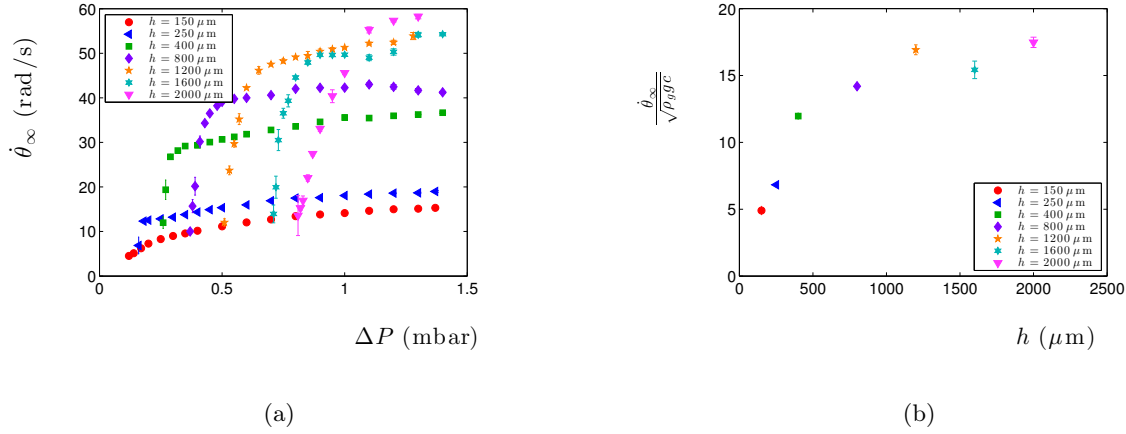


FIGURE 4.14 – (a) Vitesse angulaire terminale $\dot{\theta}_\infty$ de plaques avec des murs de différentes profondeurs h , en fonction de la surpression appliquée. Plus les murs sont hauts, plus la surpression est grande avant que la plaque ne se mette à tourner. Les premières pressions après décollage conduisent à des vitesses terminales faibles, mais qui augmentent rapidement pour tendre vers un plateau. (b) Vitesse angulaire terminale $\dot{\theta}_\infty$ de plaques, réduite par la racine carrée de leur poids $\rho_g g c$, en fonction de la profondeur des murs h . Les données sont les moyennes d'expériences réalisées à différentes pressions, une fois le plateau atteint. Les barres d'erreur indiquent l'écart type des mesures.

4.4.3 Modèle

En tirant parti de la géométrie bien définie du problème et des calculs réalisés à la section précédente pour la propulsion rectiligne, nous pouvons proposer un modèle pour décrire nos observations sur la rotation.

Lorsque la plaque se met en mouvement, sa vitesse $b\dot{\theta}$ peut devenir comparable à la vitesse U de l'air dans les canaux : le fait que le mur supérieur des rainures bouge n'est alors plus négligeable. La force de propulsion F estimée au paragraphe précédent se trouve réduite par un facteur $(1 - b\dot{\theta}/2\bar{U})$, où $\dot{\theta}b/2$ est la vitesse moyenne de la plaque et $\bar{U}$ est la valeur moyenne de la vitesse de l'air sous-jacent.

Au paragraphe précédent, nous avons trouvé que la force de propulsion inertielle dans un canal s'exprime comme $F_i = hW[P_1(0) - P_0] = \frac{3}{2}hW\rho_g g c \frac{W+\lambda}{W}$. Dans un quadrant de côté $b/2$, on compte $b/2(W + \lambda)$ rainures qui vont contribuer à la propulsion. Ainsi, la force inertielle subie par un quart de la plaque vaut : $F_{1/4} = \frac{3}{4}\rho_g g c h b (1 - b\dot{\theta}/2\bar{U})$. Le couple qui s'applique au centre d'inertie de ce quadrant s'exprime comme $F_{1/4} \frac{b}{4} \sin \beta$, où β est l'angle entre la force et le bord du carré. Nous intégrons ce sinus sur le quart de plaque et obtenons le moment : $M_{1/4} = \frac{3}{16}\rho_g g c h b^2 (1 - b\dot{\theta}/2\bar{U}) \frac{1 - \cos \pi/4}{\pi/4}$. Sachant enfin que le moment d'inertie d'un solide carré est $\frac{\rho_g c b^4}{6}$, nous aboutissons en utilisant la 2^e loi de Newton à l'équation différentielle suivante :

$$\ddot{\theta} = \ddot{\theta}_0 (1 - \dot{\theta}/\dot{\theta}_\infty) \quad (4.21)$$

où les valeurs de $\ddot{\theta}_0$ et $\dot{\theta}_\infty$ ont été choisies ainsi :

$$\ddot{\theta}_0 = \frac{9}{2} \frac{gh}{b^2} \frac{1 - \cos \pi/4}{\pi/4} \quad (4.22a)$$

$$\dot{\theta}_\infty = \frac{2\bar{U}}{b} \quad (4.22b)$$

Cette équation différentielle se résout en $\dot{\theta}(t) = \dot{\theta}_\infty(1 - e^{-t/\tau})$ avec $\tau = \dot{\theta}_\infty/\ddot{\theta}_0$.

L'expression de $\ddot{\theta}_0$ dépend linéairement de la profondeur des murs h , comme pressenti au graphe 4.13(b). La ligne en pointillés grise montre que cette équation, sans aucun coefficient ajustable, décrit très bien les données. D'après les équations 4.22, la vitesse angulaire terminale, $\dot{\theta}_\infty$ ne dépend pas de la hauteur des murs. Plus les murs sont grands, plus l'accélération sera forte, et la vitesse terminale rapidement atteinte.

L'équation 4.15 nous fournit l'expression de la vitesse de l'air U dans un canal de longueur L . La valeur moyenne de la vitesse $\bar{U}$ vaut alors $\frac{1}{2} \sqrt{3\rho_g g c \frac{W+\lambda}{\rho}}$: la vitesse angulaire terminale $\dot{\theta}_\infty$ est reliée à la masse de l'objet par sa racine carrée, et est inversement proportionnelle à sa taille b . Les plaques les plus lourdes, et non pas celles qui ont les plus grands murs, sont celles qui vont le plus vite : encore une fois l'idée que le poids est la force motrice du système est illustrée.

Ceci conduit à une valeur théorique $\frac{\dot{\theta}_\infty}{\sqrt{\rho_g g c}} = \frac{1}{b} \sqrt{3 \frac{W+\lambda}{\rho}} = 58 \frac{\text{rad/s}}{(\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2})^{1/2}}$. On peut considérer que les quatre dernières valeurs forment un plateau, entre 15 à 18 $\frac{\text{rad/s}}{(\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2})^{1/2}}$: les valeurs expérimentales sont 3 fois plus faibles que la valeur attendue. Un autre soucis est la croissance de $\dot{\theta}_\infty$ en fonction de h au graphe 4.14(b), même si la tendance est au ralentissement.

Comme l'accélération $\ddot{\theta}$ est proportionnelle à h , il se peut que la vitesse terminale des plaques aux petits murs ne soit atteinte qu'après un très grand temps, que nous n'avons expérimentalement pas respecté. En effet, le régime terminal est atteint au bout d'un temps environ 5τ , c'est-à-dire dans le cas des plus faibles accélérations, 5 minutes. Par ailleurs, pour les plaques les plus fines, $h = 150$ et $250 \mu\text{m}$, nous avons pointé à la section précédente que les effets visqueux s'y manifestent encore, diminuant la propulsion : on s'attend à ce que leurs vitesses terminales soient plus faibles.

Conclusion

Dans cette étude, nous avons cherché à réaliser un système proposant lévitation et propulsion qui soit aussi simple que celui du chapitre précédent, tout en offrant l'avantage de propulser dans une vaste gamme de pressions plusieurs objets à la fois. Ce que nous avons présenté est d'architecture très similaire : nous avons conservé la soufflerie verticale, une plaque poreuse – lisse cette fois – qui la ferme, un petit objet (tel une plaque de verre) qui lévite au-dessus et propulsé horizontalement grâce à des macro-textures en forme de chevrons. Les textures alors ne sont pas gravées dans le poreux, mais appliquées à même la plaque. Ce simple détail bouleverse complètement la propulsion : les plaques partent en sens opposé ! Ce n'est plus la même physique qui rentre en jeu.

À l'aide d'un scénario de propulsion inertielle, nous avons expliqué les données expérimentales avec des lois d'échelle, une résolution analytique appuyée d'une résolution numérique qui ont permis de justifier les résultats les plus surprenants, comme la pression de décollage. L'influence visqueuse se fait ressentir quand le Reynolds est bas, ce qui a pu aussi être expliqué.

Le fait que les textures soient à même la plaque engendre une redirection de l'air au plus près de l'objet : quelle que soit la hauteur de lévitation, les effets de la redirection se font toujours sentir et la propulsion a encore lieu. Il est donc possible avec ce nouveau système de déplacer simultanément des objets de géométries différentes : il suffit de choisir la plus haute des pressions nécessaires, et tous avanceront – à différentes hauteurs et différentes vitesses.

Cette propension à déplacer des objets avec des murs de différentes profondeurs sur une même piste soufflée a été vérifiée, comme illustré à la figure 4.15(a), où la pression est graduellement augmentée : Aladdin, sur un tapis volant ayant des murs de $400\text{ }\mu\text{m}$ de haut s'enfuit avant Jafar qui doit attendre que la pression augmente suffisamment pour que son tapis $h = 800\text{ }\mu\text{m}$ décolle enfin. Jafar vole plus vite qu'Aladdin et le rattrape. Cependant, comme celui-ci est parti le premier, il a déjà atteint le bout de la piste, et peut rejoindre Jasmine qui l'attend au balcon de son château : rien ne sert de courir, il faut partir à point !

Si nous proposons les chevrons comme technologie de tapis volants, ce motif a auparavant été exploité à d'autres fins. Il est, par exemple, utilisés en microfluidique pour améliorer le mélange de liquides issus de deux chambres différentes [149]. Les chevrons sont aussi utilisés pour transmettre la puissance d'une roue dentée à l'autre de façon souple : André Citroën était tellement impliqué dans cette technologie qu'il en a fait son logo. Enfin, on retrouve de façon encore plus ancienne ce motif dans les oeuvres d'art. L'épingle à cheveux de la figure 4.15(b) a été découverte sur un site archéologique en Bactriane, région de l'actuel Pakistan, dont la culture il y 5000 ans était étonnamment sophistiquée. On peut admirer sur la tête de l'épingle en bronze le motif du moulin au centre, encerclé de chevrons ! A croire que nous n'avons vraiment rien inventé...

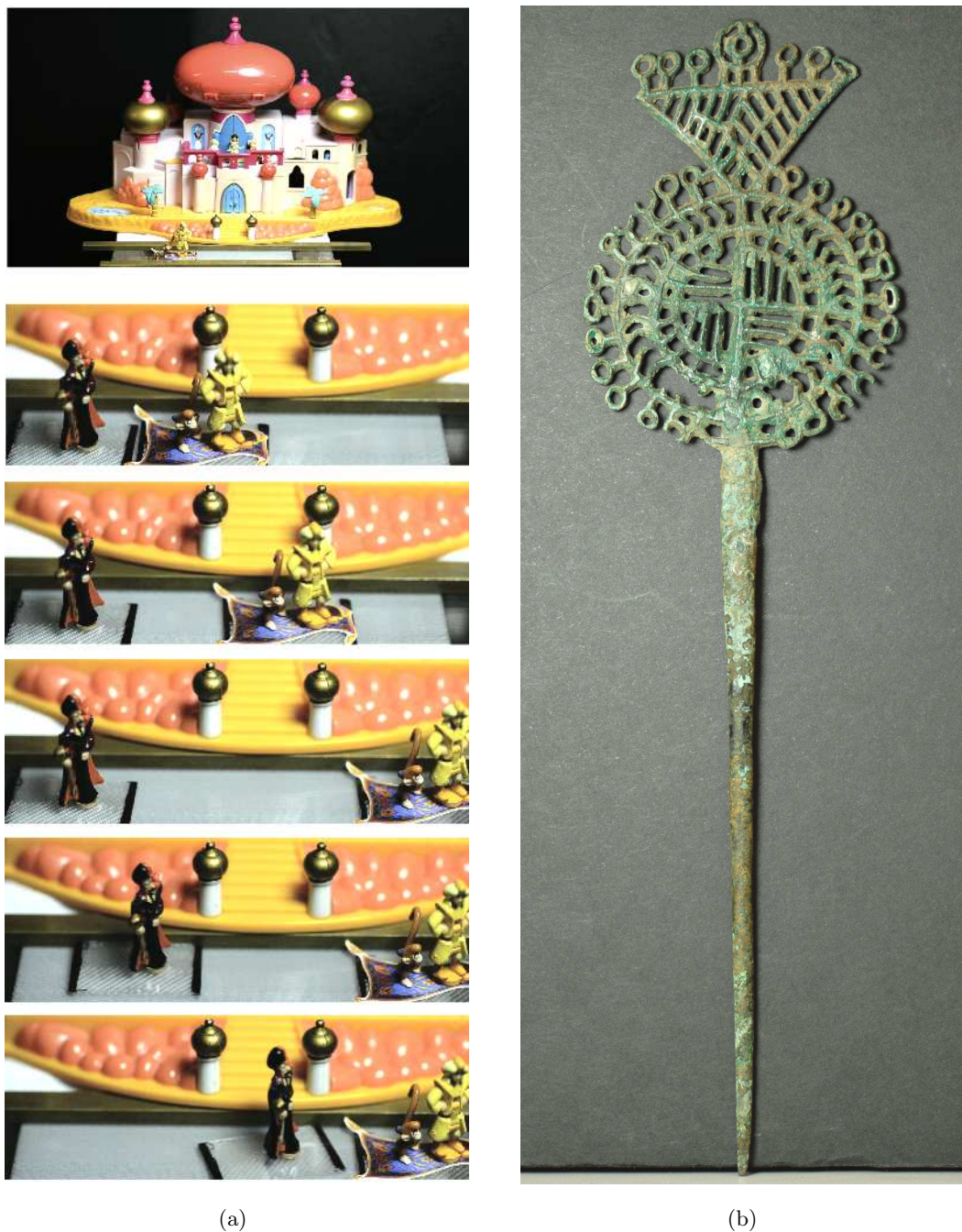


FIGURE 4.15 – (a) Course-poursuite entre Aladdin (en jaune) et Jafar (en noir) devant le château (Polypockets) de Jasmine. La pression est graduellement augmentée. Aladdin, accompagné d'Abu, vole sur un tapis volant $h = 400 \mu\text{m}$ et décolle plus tôt que Jafar qui possède un tapis plus rapide $h = 800 \mu\text{m}$. L'intervalle de temps entre deux images est 0,8 s. (b) Épingle à cheveux de Bactriane, bronze, 3000 av. J.C. On observe un motif de propulsion par rotation au centre (« moulin »), entouré d'un bandeau de chevrons, pour la propulsion rectiligne.

Troisième partie

Combinaison de micro- et macro-textures

Chapitre 5

Introduction

Sommaire

5.1	Macro-défauts	146
5.1.1	Macro-défauts superhydrophobes	146
5.1.2	Surface et macro-défauts de mouillages différents	151
5.2	Propulsion en non-mouillage	155
5.2.1	Textures symétriques	155
5.2.2	Textures asymétriques	158

Dans la partie I, nous avons vu l'influence de textures de l'ordre de la centaine de nanomètres sur une surface. Elles permettent notamment d'obtenir des états non-mouillants, où du liquide reste en état fakir sur le sommet des rugosités.

Dans la partie II, nous nous sommes intéressés à des textures d'une échelle beaucoup plus grande, allant de la centaine de micromètres au millimètre. Agencées dans des configurations particulières, nous avons vu qu'elles permettent de propulser des objets.

Dans cette partie III, nous voulons étudier le comportement d'une surface qui présente ces deux échelles de textures. Les défauts de taille nano- ou micro-métrique sont utilisés pour rendre les surfaces non-mouillantes. Les macro-défauts, qui restent de taille bien inférieure à une goutte, sont également recouverts de micro-textures. Ils présentent une forme et un agencement qui diffère selon l'effet désiré.

Dans ce chapitre introductif, nous présentons les travaux dans la littérature réalisés sur ce sujet, en nous intéressant d'abord au cas où toute la surface, macro-textures comprises, est superhydrophobe. Ensuite, nous changerons le mouillage des macro-défauts par rapport à celui du support. Enfin, nous présentons des situations de non-mouillage où les macro-textures engendrent une friction spéciale.

5.1 Macro-défauts

5.1.1 Macro-défauts superhydrophobes

Nous avons décrit au chapitre 1 l'impact de gouttes sur des surfaces superhydrophobes. Sur ces surfaces micro-texturées, l'eau ne touche que le haut des rugosités. Après un étalement rapide, elle se rétracte sur elle-même et finit par décoller, après un temps $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ [40].

Mais quelle est l'influence sur le temps de contact d'une macro-texture placée sous la goutte ? La macro-texture est choisie elle-même superhydrophobe, de sorte que la surface entière est non-mouillante. Il s'agit de l'expérience que J. Bird a décrite en 2015 [150], dont l'illustration se trouve figure 5.1. La macro-texture choisie dans cette première expérience est faite de bâtonnets incorporés à la surface. L'étalement du liquide n'est plus axisymétrique, comme il le serait en l'absence de défauts (*cf.* figure 1.18). Et la rétraction de la goutte a alors lieu depuis le centre : la goutte semble démouiller plus rapidement autour des macro-textures que sur le reste de la surface superhydrophobe.

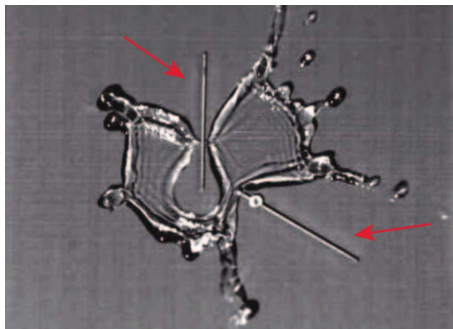


FIGURE 5.1 – Vue aérienne d'une goutte d'eau de rayon $R = 1,33$ mm après son impact sur une surface superhydrophobe sur laquelle sont placées deux macrotextures en bâtonnets, indiquées par les flèches rouges. (Crédit : J. Bird [150]).

Les défauts sur la surface de cette expérience sont agencés de façon quelconque, et décrire de façon quantitative leur effet est délicat. Pour cela, J. Bird discute l'impact de gouttes d'eau sur des stries (figure 5.2). De nouveau, la goutte démouille plus rapidement au niveau du macro-défaut, qui semble couper la goutte en deux lors de sa rétraction. L'effet sur le temps de contact est radical : sur une surface plane, une goutte de rayon $R = 1,33$ mm et de vitesse 1,2 m/s, rebondit en 13 ms, alors que sur la surface macro-texturée, le temps de contact mesuré est $\tau \approx 7,8$ ms, soit une réduction de 37%.

A. Gauthier *et al.* ont proposé un mécanisme pour expliquer la diminution du temps de contact [151]. Le modèle est fondé sur le comportement observé sur une macro-texture en fil, de diamètre 100 μm , rendue non-mouillante grâce à un traitement à l'Ultra Ever Dry (décrit au chapitre 1). Les variations du temps de contact en fonction de la vitesse d'impact sont présentées sur le graphique 5.3. Le temps de rebond d'une goutte sur une surface superhydrophobe lisse τ_0 (triangles noirs) est comparé à celui sur une surface macro-texturée, τ (points rouges), qui semble prendre des valeurs discrètes, fonctions de la vitesse d'impact V . On vérifie ici, comme au chapitre 1, que τ , le temps de

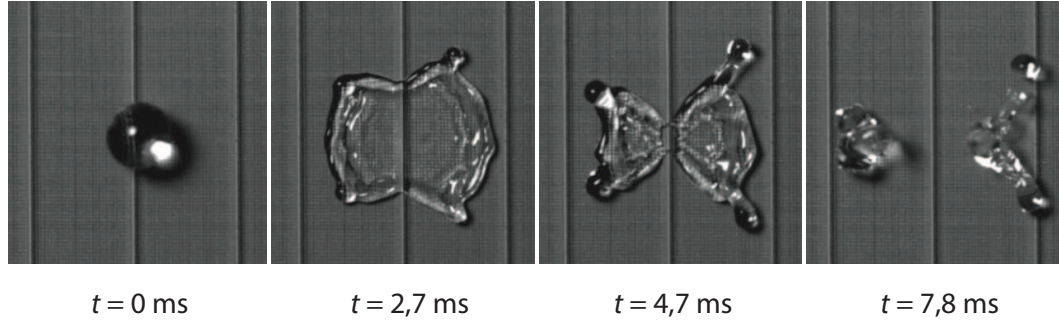


FIGURE 5.2 – Impact d’une goutte d’eau de rayon $R = 1,33$ mm sur une surface superhydrophobe pourvue d’une macro-texture linéaire. (Crédit : J. Bird [150]).

contact sur une surface lisse, ne dépend pas de la vitesse d’impact V . À très faible vitesse d’impact, la présence du fil ne perturbe pas le rebond, et les valeurs de τ sont confondues avec celles de τ_0 , environ 13 ms. Lorsque la vitesse augmente un peu, pour $V > 0,4$ m/s, le temps τ diminue d’environ 25%. Et pour des vitesses d’impact plus grandes, lorsque $V > 0,7$ m/s, la macro-texture influence beaucoup le temps de contact, qui est réduit de moitié par rapport à une surface superhydrophobe lisse.

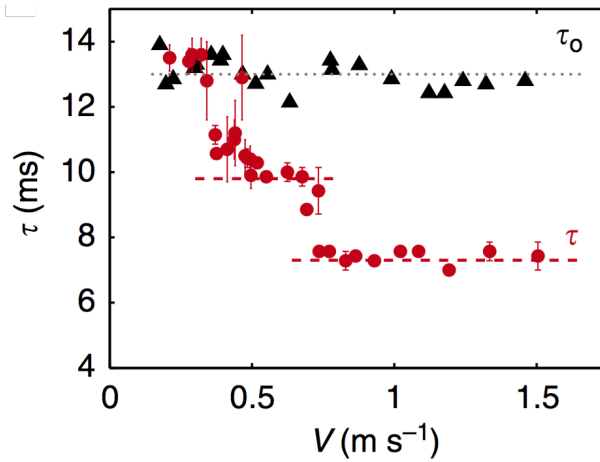


FIGURE 5.3 – Temps de rebond τ d’une goutte de rayon $R = 1,3$ mm en fonction de la vitesse d’impact V . Les triangles noirs montrent τ_0 , le temps de contact sur une surface superhydrophobe lisse ; les disques rouges montrent τ , le temps de contact sur une surface superhydrophobe macro-texturée. (Graphique tiré de [151]).

La forme de la goutte pendant son rebond donne une idée du mécanisme sous-jacent. Des gouttes caractéristiques des deux plateaux en τ sont montrées sur la figure 5.4 [39]. On y voit une goutte qui rebondit avec une vitesse élevée, de 1 m/s, et une autre avec une vitesse plus modérée, de 0,5 m/s. Ces deux images sont prises environ 6 ms après le début de l’impact. La goutte est beaucoup plus déformée lorsque sa vitesse d’impact est plus grande, par rapport à la forme axisymétrique qu’elle prendrait sur une surface sans macro-texture. On distingue même 4 lobes dans la forme adoptée à grande vitesse, alors qu’à vitesse intermédiaire, elle semble divisée en deux sous-unités seulement.

Avec un fil sur la surface, la goutte ne rebondit plus en tant qu'entité mais ce sont plutôt ses sous-parties qui rebondissent. Chacune de ces quatre unités a une masse plus faible que la masse totale $m = \rho R^3$. À vitesse d'impact élevée, la masse d'un lobe est de l'ordre de $m/4$. Ceci a pour conséquence une réduction du temps de contact d'un facteur $\sqrt{4}$, donc 2. Les mesures expérimentales donnent $7,3 \pm 0,2$ ms, et le modèle suggère $6,5 \pm 0,3$ ms, en bon accord.

Pour des vitesses d'impact moyennes, la masse de chaque unité qui rebondit est 2 fois plus faible que la masse totale de la goutte. Ceci conduit à un temps de contact $\tau = \sqrt{\frac{\rho R^3}{2\gamma}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tau_0$. On mesure sur les expériences $\tau = 9,8 \pm 0,3$ ms, et l'argument précédent annonce $\tau_0/\sqrt{2} = 9,2 \pm 0,4$.

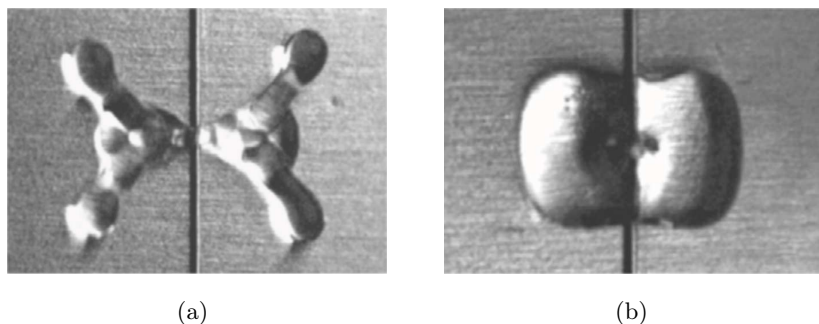


FIGURE 5.4 – Goutte de rayon $R = 1,33$ mm qui rebondit sur un fil posé, de diamètre $100 \mu\text{m}$ avec une vitesse **(a)** $V = 1,0$ m/s; **(b)** $V = 0,5$ m/s. Les images sont prises environ 6 ms après le début de l'impact. (Crédit : A. Gauthier [151]).

Pour confirmer l'hypothèse de la division d'une goutte en sous-unités qui rebondissent indépendamment, A. Gauthier *et al.* présentent un autre agencement des défauts, en « Y ». L'impact de la goutte est centré sur les 3 fils, espacés de 120° . Le rebond est illustré à la figure 5.5 : on observe que la goutte se divise pendant son rebond en 3 sous-unités. Le contact avec la surface dure $\tau = 9,0 \pm 0,2$ ms, ce qui est proche de l'estimation théorique $\tau_0/\sqrt{3} = 8,7 \pm 0,4$ ms.

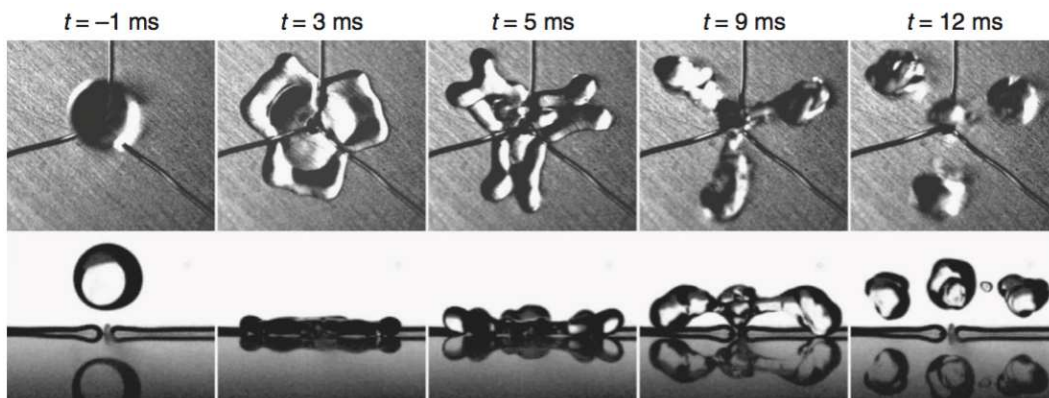


FIGURE 5.5 – Impact à $V = 0,9$ m/s d'une goutte de rayon $R = 1,45$ mm sur une macro-texture en forme de Y dont les branches sont espacées de 120° . Vues de dessus et de côté. (Crédit : A. Gauthier [151]).

Un défaut minimaliste qui permet de réduire tout aussi considérablement qu’une ligne le temps de contact d’une goutte est simplement un « point ». Pierre Chantelot s’intéresse ainsi dans sa thèse aux impacts de gouttes sur des sphères, de diamètre variable. Lorsqu’une goutte s’étale sur une surface composée d’un seul macro-plot, le défaut perce la goutte en son centre : la rétraction se produit à la fois de l’extérieur et de l’intérieur. Le tore qui est créé est illustré à la figure 5.6. Le temps de contact est alors diminué de 50% environ.

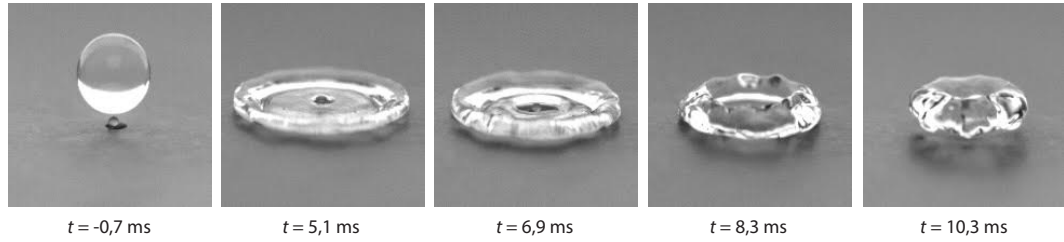


FIGURE 5.6 – Impact d’une goutte de rayon $R = 1,6$ mm sur un défaut sphérique de diamètre $400\ \mu\text{m}$; toute la surface est superhydrophobe. (Crédit : P. Chantelot).

Les défauts que nous venons de présenter sont des structures ajoutées à la surface. D’autres études ont porté sur des matériaux naturellement macro-texturés. De nombreuses plantes présentent des surfaces concaves ou convexes à l’échelle millimétrique, à l’instar des pétales superhydrophobes d’*Echevaria* que montre la figure 5.7(a). Ces pétales sont recouverts d’une triple échelle de micro-rugosités : la surface concave (~ 1 mm) est recouverte d’écailles ($\sim 100\ \mu\text{m}$), elles-mêmes composées de nano-fibres (~ 100 nm), visibles sur les images MEB 5.7(b,c).

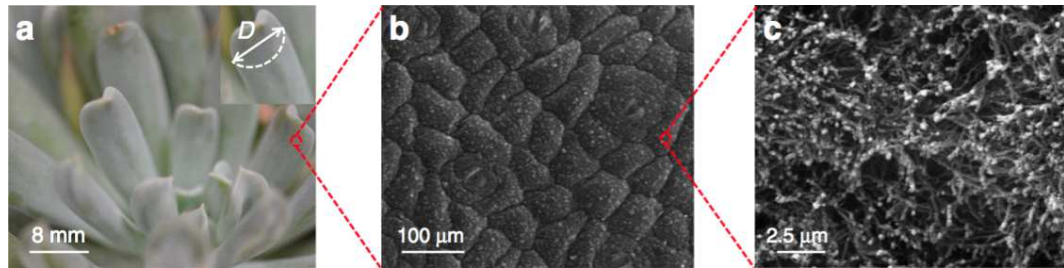


FIGURE 5.7 – (a) Photographie des pétales d’*Echevaria*, mettant en évidence la courbure des pétales. (b) Image MEB à basse résolution, sur laquelle on distingue une rugosité de l’ordre de $100\ \mu\text{m}$. (c) Image MEB à forte magnification, sur laquelle on distingue un amas de nano-fibres. (Crédit : Y. Liu [152]).

Y. Liu *et al.* ont étudié en 2015 l’impact d’une goutte d’eau sur une telle surface : il est illustré sur la figure 5.8. Ils ont observé que la courbure du cylindre déforme la goutte lors de son rebond : elle se rétracte plus rapidement dans l’axe du cylindre. De nouveau, la modification de la forme de la goutte pendant son rebond conduit à une modification du temps de contact : Y. Liu *et al.* rapportent une réduction de l’ordre de 40%, comparable à celle de J. Bird [152, 150].

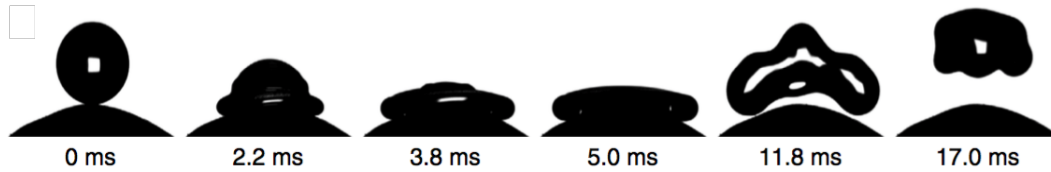


FIGURE 5.8 – Rebond sur un cylindre superhydrophobe de courbure millimétrique. La goutte a un rayon $R = 1.45$ mm ; le nombre de Weber à l’impact est $We = 7,9$. (Crédit : Y. Liu [152]).

Y. Liu a élaboré en 2014 une surface macro-texturée superhydrophobe constituée d’une forêt de cylindres millimétriques [153]. Il n’y a pas dans ce cas un seul macro-défaut qui modifie à lui seul la forme de la goutte et son temps de contact, mais un grand nombre sous la goutte, la surface en étant recouverte de façon continue. La figure 5.9 illustre ces piliers cylindriques recouverts de fleurs micrométriques qui confèrent à la surface sa superhydrophobie.

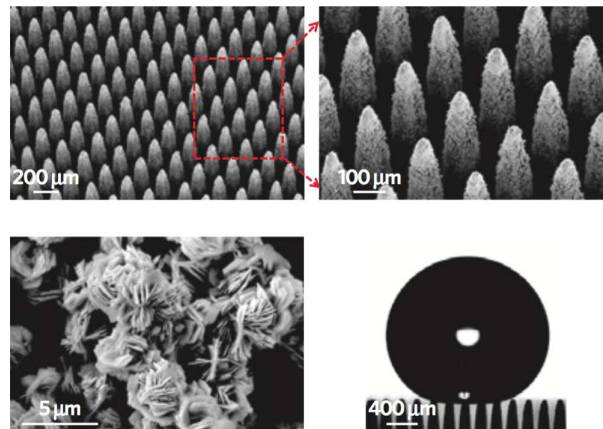


FIGURE 5.9 – Images MEB des piliers cylindriques gravés sur une surface de cuivre, en un réseau carré d’un pas de $200\text{ }\mu\text{m}$. Leur section est circulaire, et leur diamètre croît continument de 20 à $90\text{ }\mu\text{m}$ avec la profondeur. Leur taille est $800\text{ }\mu\text{m}$. Les plots sont recouverts de micro-fleurs de taille caractéristique $3,0\text{ }\mu\text{m}$. Cela conduit à un angle de contact de 165° , et une hystérésis de 2° . (Crédit : Y. Liu [153]).

L’impact d’une goutte sur ces surfaces est illustré par la figure 5.10. On y observe que l’eau s’étale dans un premier temps, mais rebondit très tôt, au bout de $t_{\text{contact}} = 3,4$ ms dans l’exemple choisi ici, au lieu de $\tau_0 \approx 17$ ms sur une surface plane. Par ailleurs, la forme de la goutte au moment où elle décolle de la surface est très particulière : elle est encore aplatie, sous forme de « crêpe ». Ce n’est que quelques instants plus tard, à $t_{\text{max}} = 4,6$ ms, que la goutte atteint son étalement maximal, après avoir décollé, ce qui est très inhabituel.

Les auteurs expliquent ce rebond original par l’énergie capillaire stockée dans la déformation de la goutte entre les piliers [153]. En effet, lorsqu’une goutte arrive sur une telle surface, comme les plots sont assez espacés (le pas du réseau vaut $100\text{ }\mu\text{m}$), un peu d’eau y pénètre, tandis que le reste de la goutte s’étale horizontalement. Les petits bourrelets créés entre les piliers ont donc un rayon de courbure de l’ordre de $200\text{ }\mu\text{m}$. L’énergie capillaire liée à cette déformation est élevée, et permet le stockage de l’énergie cinétique du liquide à l’impact. Pour que la goutte rebondisse autour du

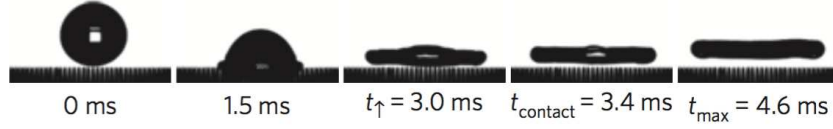


FIGURE 5.10 – Goutte de rayon $R = 1,45$ mm qui rebondit sur une surface à macro-piliers superhydrophobes. Le nombre de Weber à l’impact est $We = 14,1$ (Crédit : Y. Liu [153]).

maximum de son étalement, il faut que les échelles de temps du mouvement vertical entre les plots et du mouvement horizontal d’étalement soient comparables. Le temps où les petits bourrelets se sont rétractés est indiqué à la figure 5.10, à 3,0 ms, par $t_{\uparrow}$. Ce temps est proche de celui où la goutte décolle de la surface, t_{contact} .

5.1.2 Surface et macro-défauts de mouillages différents

Tous les macro-défauts ne sont pas nécessairement superhydrophobes et incorporés à des surfaces du même genre. Le mouillage du défaut ou de la surface support peut changer, ce qui permet d’exploiter d’autres fonctionnalités.

On rencontre ainsi dans les déserts de Namibie un scarabée (voir figure 5.11(a)) capable de récolter l’eau de la rosée pour s’hydrater ; dans cette région, les précipitations sont si faibles qu’on peut les considérer comme nulles. Ce scarabée se place dans le vent, et les gouttes qui se forment par condensation sur sa carapace roulent alors vers sa bouche.

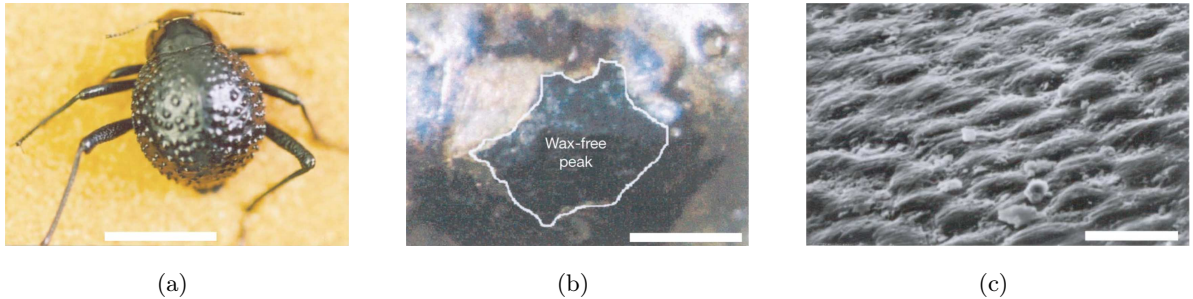


FIGURE 5.11 – Scarabée du désert de Namibie *Stenocara* (a) Femelle adulte, vue de dos, sur laquelle on voit des macro-rugosités. Échelle : 1 cm. (b) Zoom sur l’une des bosses, après un traitement qui révèle la présence de cire (zones colorées) et réciproquement son absence (zones noires). Échelle : 0,2 mm. (c) Image MEB de la surface texturée des vallées qui canalisent l’eau à la surface de la carapace. Échelle : 10 μm . (Images tirées de [154]).

Parker *et al.* ont proposé en 2001 une explication sur la récolte de l’eau par ce scarabée *Stenocara* [154]. Ses ailes sont recouvertes de petites bosses d’environ 0,5 mm de diamètre, espacées assez aléatoirement de 0,5 à 1,5 mm. Le sommet de ces bosses est, à l’échelle microscopique, lisse sur environ 100 μm , tandis que les flancs présentent une rugosité créée par la cire qui les recouvre. La figure 5.11(b) propose un zoom sur l’une de ces bosses. Les microstructures que l’on trouve sur les côtés sont composées de demi-sphères aplaties, d’environ 10 μm , arrangées en réseau hexagonal

visible sur la figure 5.11(c) : elles créent de la superhydrophobie [155].

Lorsque le scarabée s'expose à la rosée, le sommet hydrophile de ses bosses favorise la condensation. Quand une goutte est suffisamment grosse pour dépasser la taille d'un îlot hydrophile, les forces capillaires ne la retiennent plus et elle dévale le long des pentes superhydrophobes, dirigée vers la bouche de l'insecte [154].

L'observation de ce scarabée a donné lieu à des tentatives bio-mimétiques pour essayer de récolter efficacement l'eau contenue dans le brouillard, dans les régions arides. S.-J. Hong *et al.* ont montré à la fois expérimentalement et numériquement que des petites zones hydrophiles implantées sur une surface superhydrophobe permettent de retenir des gouttes d'eau [156]. Leur étude a porté sur l'accrochage et le démouillage de ces surfaces. En variant la forme et la taille des défaut hydrophiles, ils vérifient que la force d'adhésion d'une goutte est proportionnelle à la longueur de la ligne de contact accrochée, comme suggéré par Furmidge en 1962 [157].

Outre la possibilité de créer des gouttes à des endroits précis, grâce à la condensation plus favorable de l'eau sur les zones hydrophiles, ajouter des défauts mouillants à une surface superhydrophobe permet de capturer des gouttes en mouvement.

P. Olin *et al.* ont utilisé des surfaces superhydrophobes éraflées pour piéger des gouttes [158]. La surface est rayée d'une ligne hydrophile, de 0,2 à 0,3 mm de large, perpendiculaire au mouvement de la goutte dont la vitesse est le paramètre critique qui permet d'échapper ou de se faire attraper par le défaut (voir figure 5.12).

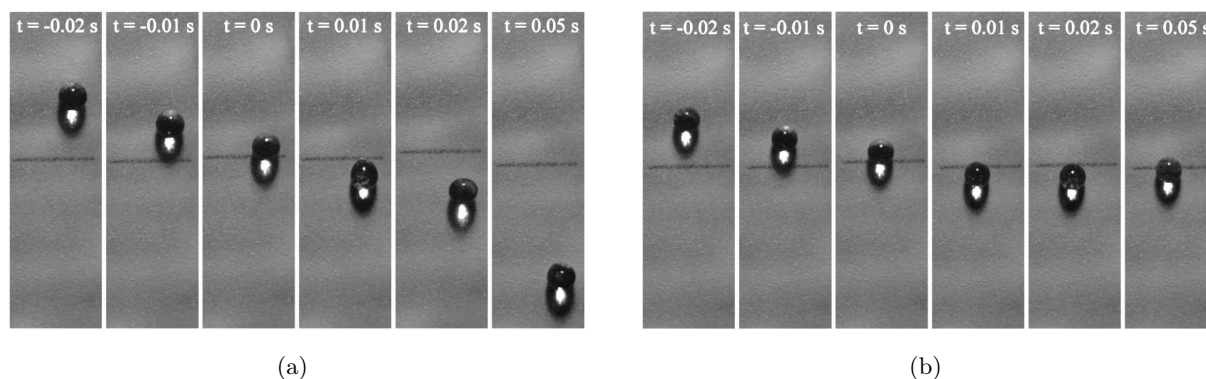


FIGURE 5.12 – Gouttes dévalant une surface superhydrophobe, inclinée à 15° , et traversant une ligne horizontale hydrophile. **(a)** Grosse goutte qui ne se fait pas capturer. **(b)** Petite goutte qui se retrouve bloquée. (Images tirées de [158]).

De façon semblable, D. 't Mannetje *et al.*, en 2014, ont utilisé des défauts électro-mouillants pour capturer des gouttes sur des plans inclinés superhydrophobes [159]. Le défaut consiste en une ligne perpendiculaire à la direction de déplacement de la goutte, et selon le voltage appliqué, le liquide est éventuellement bloqué dans sa descente.

Dans la même veine, Hu *et al.* ont récemment étudié le déplacement d'une goutte d'eau sur une piste hydrophobe, tracée sur une surface superhydrophobe (figure 5.13) [160]. Ils observent que

souffler sur la goutte lui permet d'avancer le long de la piste, sauf si le vent est trop fort, auquel cas elle se détache et avance indépendamment.

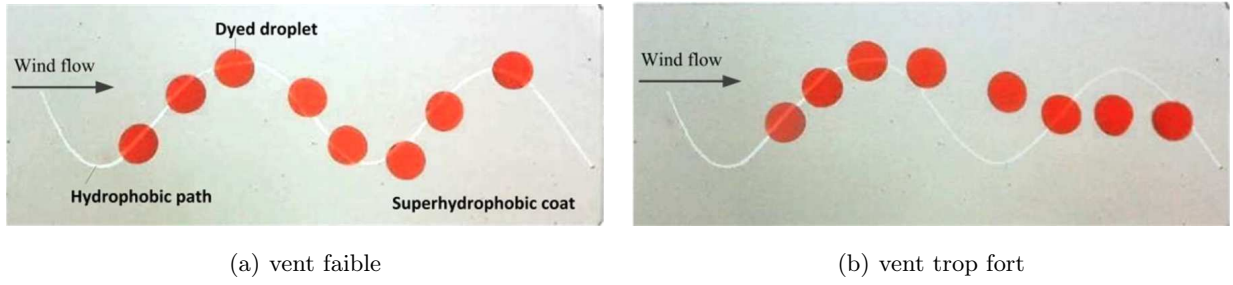


FIGURE 5.13 – Mouvement d'une goutte d'eau colorée sur une piste hydrophobe, tracée dans un paysage superhydrophobe. (Schéma tiré de [160]).

Enfin, l'ajout d'une petite zone hydrophile à une surface superhydrophobe peut être généralisé jusqu'à créer une alternance de bandes hydrophiles et hydrophobes. La forme d'une goutte posée sur une telle surface a été étudiée par J. Buehrle en 2002, et est illustrée à la figure 5.14, [161]. On y voit que la ligne de contact est fortement affectée par l'alternance du motif de mouillage.

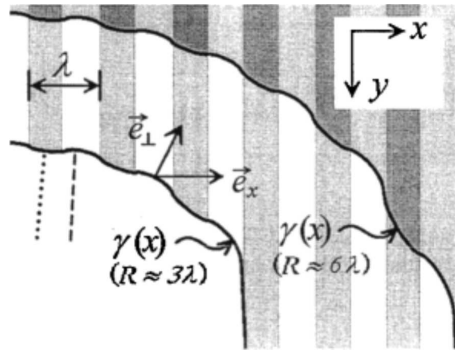


FIGURE 5.14 – Ligne de contact $\gamma(x)$ pour deux rayons moyens de gouttes, posées sur une surface dont le mouillage varie selon une période $\lambda \approx 2 \mu\text{m}$ (mouillage moyen : 40° , contraste de mouillage : 10°). (Schéma tiré de [161]).

L'alternance périodique du mouillage sur ces surfaces a une autre illustration que la déformation de la ligne de contact : sur la figure 5.15(a) on voit la figure de condensation qui la caractérise. Les bandes hydrophiles sont faites de verre propre, et de grosses gouttes s'y forment. A contrario, les gouttes sont petites sur les parties hydrophobes, recouvertes du silane OTS.

S. Varagnolo *et al.* ont étudié en 2013 le dévalement d'une goutte sur une surface composée d'une alternance de bandes hydrophiles et hydrophobes de $100 \mu\text{m}$ de large, perpendiculaire à la direction de dévalement du liquide [162]. Les positions de l'avant et l'arrière de la goutte (en fonction du temps) sont reportées au graphe 5.15(b). Les fronts ne dévalent pas la surface de façon continue, mais par à-coups. En regardant précisément la dynamique de la goutte, les auteurs ont observé un mouvement désynchronisé des lignes de contact avant et arrière de la goutte. La position est constante pendant

quelques instants, environ 3 s, puis saute d’une distance W avant d’être de nouveau bloquée dans les deux cas. Mais lorsque l’un des fronts est bloqué, l’autre avance et réciproquement. Ce mouvement très particulier est dû au fort contraste de mouillage entre les deux zones. Sur ces surfaces, une goutte dévale 10 fois moins vite que sur une surface homogène [162].

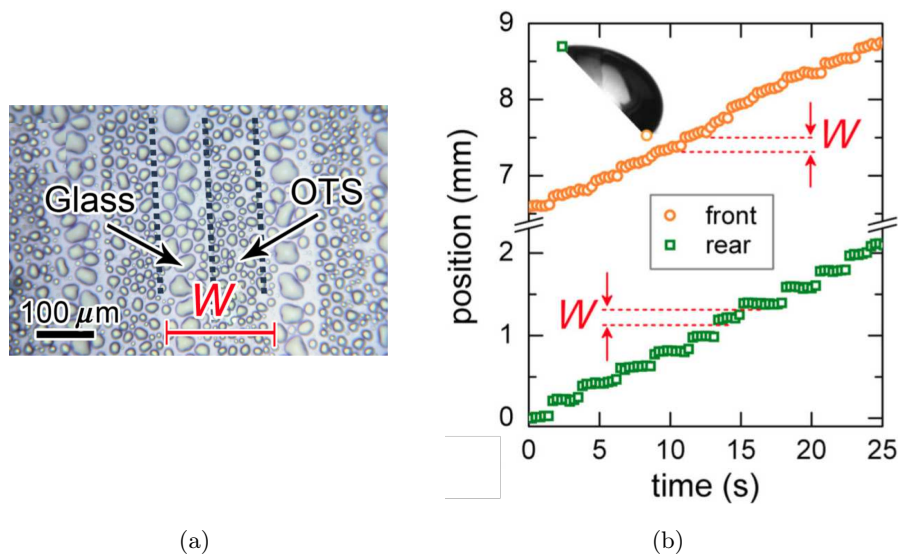


FIGURE 5.15 – (a) Figure de condensation sur une surface hétérogène : de larges gouttes se forment sur le verre hydrophile, alors que les gouttes sur les zones hydrophobes (OTS) sont plus petites. La période du motif est $W = 200 \mu\text{m}$. (b) Position de l’avant (« front », en orange) et de l’arrière (« rear », en vert) d’une goutte qui dévale une surface hétérogène inclinée. La dynamique montre un comportement de stick-slip. (Images tirées de [162]).

Enfin, après avoir étudié comment texturer une surface à l’aide d’hétérogénéités dans le mouillage des défauts, nous présentons un cas où c’est le mouillage de la surface qui change, et les textures restent superhydrophobes.

G. Watson a en effet proposé en 2015 un moyen de déplacer des petites gouttes d’eau (« secondaires ») sur une grosse goutte d’eau (« hôte »), en soufflant [163]. Les deux types de gouttes sont séparées par des particules superhydrophobes, d’environ $10 \mu\text{m}$, que nous considérons comme nos macro-textures. Nous sommes donc dans le cas où des défauts superhydrophobes sont placés sur une surface qui n’a plus les mêmes propriétés : il s’agit ici d’eau liquide.

Lorsque les particules sont refroidies à environ 5°C , de la buée se condense à leur surface, créant une couche d’eau liquide en état Wenzel (empalé), stable. Lorsque ces particules sont déposées sur une grosse goutte hôte immobile, elles adhèrent fortement à la surface. Des petites gouttes secondaires d’environ $30 \mu\text{m}$ de diamètre sont ensuite placées sur ces textures, et forment une paire particule – goutte, comme on le voit sur la figure 5.16. Les auteurs montrent qu’il est possible de déplacer ces paires à la surface de la goutte hôte, en soufflant de $0,001$ à $0,05 \text{ m/s}$, c’est-à-dire très faiblement [163]. Pendant leur déplacement, il est possible que deux paires se rencontrent : la coalescence des deux gouttes secondaires s’ensuit, et elles décollent de leur support. En effet, l’énergie de surface

gagnée lors de la coalescence est convertie en énergie cinétique.

Cette expérience illustre la possibilité originale de texturer la surface d'un liquide, afin d'y déplacer des particules de ce même liquide.

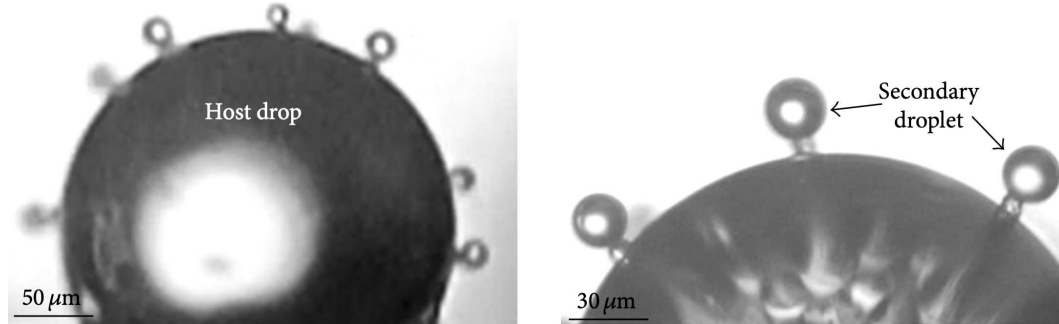


FIGURE 5.16 – Images de petites gouttes d'environ 30 μm de diamètre, déposées sur des particules superhydrophobes à la surface d'une goutte hôte plus grosse et fixe. (Images adaptées de [163]).

5.2 Propulsion en non-mouillage

Nous avons jusqu'à présent décrit des liquides en situation de non-mouillage car reposant sur des surfaces micro-texturées, superhydrophobes. Une autre façon de se placer dans une telle situation, sans l'usage des nano-rugosités, est la caléfaction. Comme nous l'avons décrit au chapitre 3, une goutte de liquide est alors isolée de son support par un coussin de vapeur [100]. Ce dernier joue le rôle de lubrifiant : il isole l'objet de tout contact, et à cause de l'absence de friction dans le système, contrôler le mouvement et la direction est impossible. C'est ainsi qu'est venue l'idée d'introduire des macro-textures sous la goutte. Nous avons expliqué au chapitre 3 comment des textures asymétriques peuvent générer de la propulsion, rendue possible par l'apparition d'une friction due aux défauts de la surface [122]. Le but de ce paragraphe est de commenter l'influence des macro-textures, en isolant la friction de la propulsion, dans le cas particulier de non-mouillage qu'est la caléfaction. Ce travail a été réalisé par Guillaume Dupeux et Dan Soto pendant leurs thèses [53, 164] : ils ont utilisé pour cela des plaques texturées de canaux parallèles. Cet agencement n'engendre pas de propulsion, puisque la symétrie de l'écoulement de vapeur n'est pas brisée. Mais si une goutte se déplace sur une telle plaque, sa vitesse sera fortement influencée par les défauts.

5.2.1 Textures symétriques

Impacts

Le premier test que nous présentons pour illustrer l'influence de créneaux sur une surface est l'impact d'une goutte. Sur une surface lisse, chauffée à 300°C, une goutte d'éthanol est en caléfaction, c'est-à-dire en situation non-mouillante. Comme nous l'avons décrit au chapitre 1, sur une surface non-mouillante (superhydrophobe) une goutte rebondit. La même observation peut être faite à la

figure 5.17(a) ; la goutte rebondit sur une hauteur valant jusqu'à 2 fois sa taille. Sur une surface crénelée, deux situations sont considérées : si la goutte arrive sur le haut d'une texture, alors elle rebondit peu, comme on peut le voir figure 5.17(b), tandis que si l'impact a lieu dans un creux comme sur la figure 5.17(c), le rebond est totalement inexistant [53].

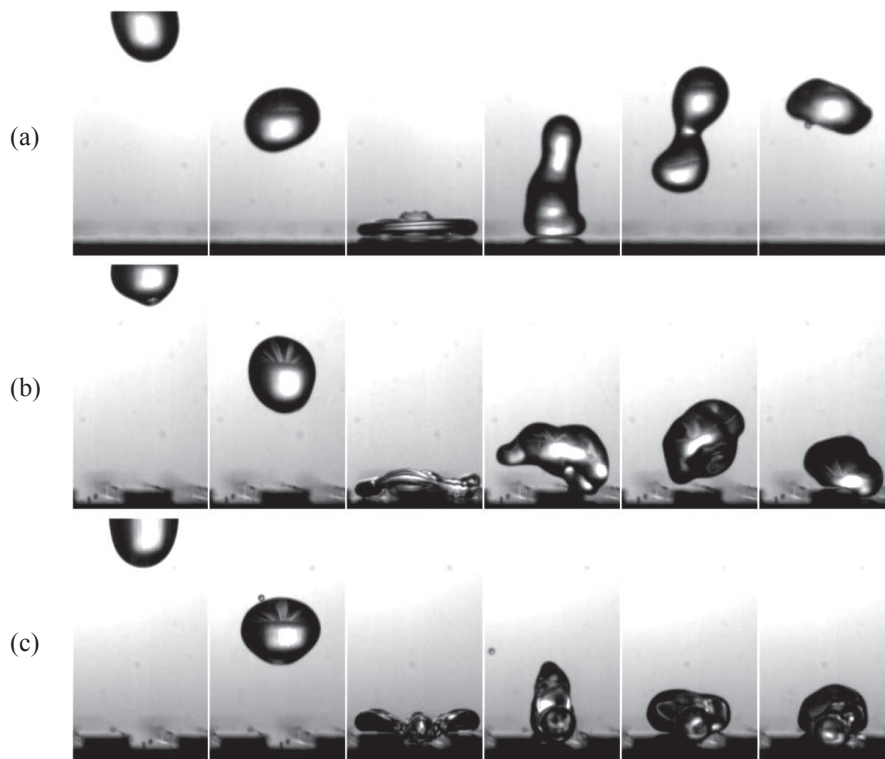


FIGURE 5.17 – Rebond sur un solide à 300°C (goutte d'éthanol de rayon $R \approx 1,2$ mm) (a) sur une plaque lisse, (b) sur le haut d'une texture, (c) dans le creux d'une texture. (Crédit : G. Dupeux [53]).

Les créneaux peuvent donc être considérés comme un piège à goutte. Nous développons cette idée en considérant d'autres situations, comme le cas d'une goutte qui passe sur les créneaux avec une certaine vitesse.

Dévalement

La deuxième expérience que nous présentons est celle où une goutte en caléfaction dévale une pente, son chemin étant parsemé d'obstacles, des créneaux de profondeur H et d'espacement λ (figure 5.18(a)). La goutte (de rayon R et densité ρ) accélère d'abord à cause de son poids avant d'atteindre sa vitesse terminale : la friction dans ce système est assez élevée pour compenser la force motrice. La mesure de cette vitesse permet d'accéder à la force de friction, pour différents paramètres, et d'étudier ses dépendances. On trouvera le détail de cette étude dans les références [53, 165].

Le mécanisme de dissipation principale trouve son origine dans les impacts de la goutte contre les textures. En effet, la goutte se déforme et entre dans les interstices, sur une profondeur ϵ : à l'interface,

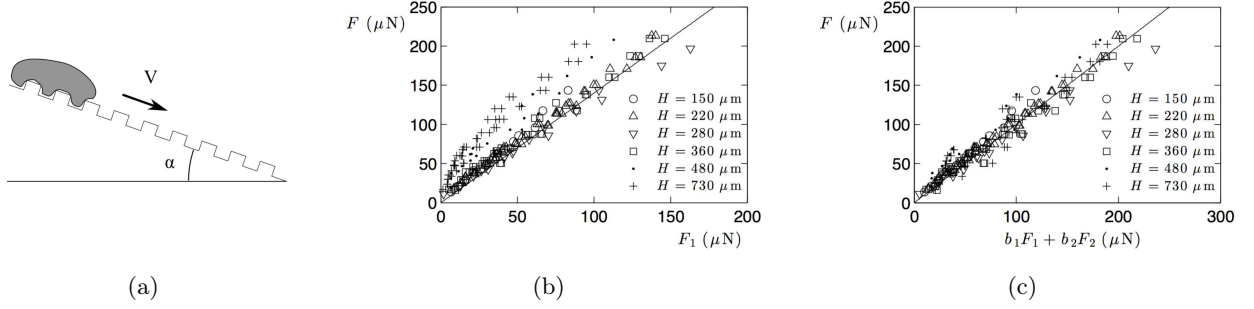


FIGURE 5.18 – (a) Schéma de l'expérience : une goutte en caléfaction dévale à la vitesse V un substrat crénelé, incliné d'un angle α . (b) Force de friction F en fonction de la force motrice $F_1 = \rho R^2 V^2 \frac{H}{\lambda}$; la ligne noire a une pente $b_1 = 1,4$. (c) Force de friction F en fonction de la force motrice corrigée $b_1 F_1 + b_2 F_2$, avec $F_2 = \rho g R^2 \frac{H^2}{\lambda}$; les coefficients b_1 et b_2 valent respectivement 1,4 et 2,9. La ligne noire a une pente 1. (Images tirées de [53, 165]).

la pression hydrostatique due à l'épaisseur de la goutte $\rho g l_c$ pousse le liquide à entrer, tandis que la pression de Laplace $\gamma \epsilon / \lambda^2$ (la courbure de l'interface est ϵ / λ^2 pour $\epsilon \ll \lambda$) cherche à limiter la déformation. Le liquide peut donc entrer dans des créneaux espacés de λ sur une profondeur $\epsilon \sim \lambda^2 / l_c$, de l'ordre de 1,5 mm dans ces expériences, et donc supérieure à la profondeur H des créneaux ici considérés. Ainsi, les bourrelets remplissent complètement les créneaux : leur volume est $RH\lambda$.

Lorsque le bourrelet cogne contre le mur d'un créneau, sa vitesse passe de V à 0. La perte d'énergie cinétique associée est $\rho R H \lambda V^2$. Comme il y a R/λ créneaux sous la goutte, l'énergie totale dissipée par les chocs est $W_1 \sim \rho R^2 V^2 H$. Cela correspond au travail $F_1 \lambda$ de la force de friction F_1 , d'où l'on déduit :

$$F_1 \sim \rho R^2 V^2 \frac{H}{\lambda} \quad (5.1)$$

Nous verrons au chapitre suivant un argument qui remet en cause certaines dépendances de cette équation, issu de la façon de compter les contributions des chocs. L'expression de F_1 est très proche d'une force inertielle, avec la densité du liquide et non de l'air : cette force est de l'ordre de 100 μN , une valeur élevée quand on la compare par exemple au poids typique de la goutte ($\sim 10 \mu\text{N}$). La figure 5.18(b) compare la force de friction mesurée F à cette force théorique F_1 : on trouve un assez bon accord pour des créneaux de profondeurs allant jusqu'à $H \approx 400 \mu\text{m}$.

Au-delà, un autre mécanisme de dissipation se met en place : comme il s'agit de créneaux profonds, le bourrelet perd aussi de l'énergie gravitationnelle. En effet, une fois au fond du créneau, l'eau n'a plus de vitesse donc plus d'énergie cinétique pour aider à sortir. Le bourrelet doit donc récupérer de la goutte une énergie $\rho R H \lambda g H$. Ceci conduit à une énergie totale dans la goutte $W_2 \sim \rho g R^2 H^2$, qui correspond au travail de la force $F_2 \lambda$. D'où :

$$F_2 \sim \rho g R^2 \frac{H^2}{\lambda} \quad (5.2)$$

Cette force est quadratique en H , donc croît plus rapidement avec la profondeur des créneaux que F_1 . La force de friction totale subie par la goutte est la somme des composantes cinétiques et gravitationnelles. La figure 5.18(c) montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et ce modèle.

Piégeage des gouttes

Une autre façon de mettre en évidence la friction dans ce système non-mouillant est de lancer la goutte sur la surface crenelée, horizontale, et voir au bout de quelle distance elle s'arrête. Les résultats d'une telle expérience (avec une vitesse initiale de 19 cm/s) sont présentés au graphe 5.19, et comparés à la même expérience sur une surface lisse. L'effet des textures est spectaculaire : alors que sur une surface lisse, la vitesse décroît très lentement (cercles), la goutte s'arrête au bout de 6 cm seulement sur les créneaux (disques).

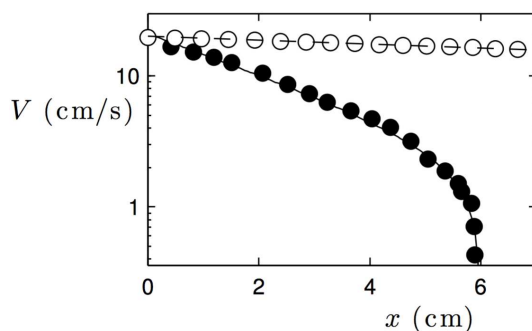


FIGURE 5.19 – Vitesse V d'une goutte en caléfaction lancée sur une surface texturée (symboles noirs) ou une surface lisse (symboles blancs) horizontale, en fonction de la distance x parcourue. (Graphe tiré de [53, 165]).

Orientation des créneaux

Les créneaux étaient jusqu'à présent orientés perpendiculairement à la direction du mouvement. Dan Soto s'est intéressé dans sa thèse à décrire l'importance de l'angle α des textures par rapport à la direction de dévalement [164]. Le graphe 5.20 montre les valeurs de la force de friction en fonction de la vitesse terminale de la goutte, selon l'angle des textures. Les droites sont toutes de pente 2, et la vitesse est environ 10 fois plus rapide lorsque les rainures sont alignées avec la direction de dévalement (points rouges) que lorsqu'elles sont perpendiculaires (points bleus). Ces relevés permettent d'estimer avec précision le coefficient numérique dans la force de friction F_1 de l'équation 5.1, qui dépend de l'angle α .

5.2.2 Textures asymétriques

Dans la géométrie utilisée par Linke *et al.*, c'est l'échappement asymétrique de la vapeur qui propulse la goutte [122, 166]. D'autres systèmes, inspirés du toit d'usine, ont été développés pour créer des directions préférentielles de propagation. M. Barahman *et al.* ont proposé une surface hérissée

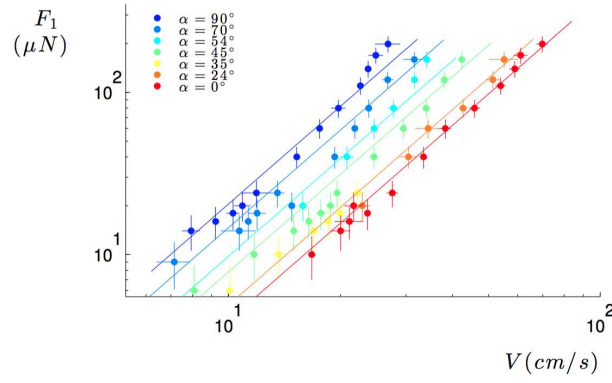


FIGURE 5.20 – Force de friction F_1 en fonction de la vitesse terminale d’une goutte en caléfaction dévalant des surfaces à créneaux avec diverses orientations. Les lignes sont toutes de pente 2. (Graphe tiré de [164]).

de plots coniques et courbés, d’environ 0,8 mm de haut, sur laquelle une goutte reste en état Cassie [167]. Lorsqu’une telle surface est inclinée, la goutte s’empale un peu dans les textures, sans jamais toucher le fond. Comme les plots sont asymétriques, selon la direction du mouvement de la goutte, elle est plus ou moins en contact avec les piliers. Cette différence est à l’origine de la grande variation (jusqu’à 32°) d’angle d’inclinaison minimal pour observer le dévalement d’une goutte, illustré figure 5.21. Cette anisotropie sur une surface synthétique est observée pour un angle de 180° entre les deux directions, ce qui existe dans la nature, mais est en général plus délicat à mettre en place artificiellement : les systèmes anisotropes à 90° (comme les lignes de mouillage alterné du paragraphe précédent) sont plus courants.

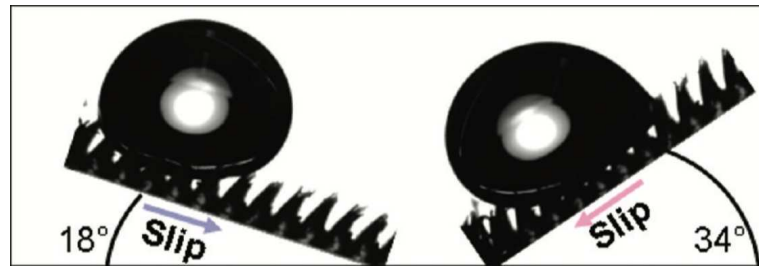


FIGURE 5.21 – Goutte de 20 μL sur une surface à piliers de PDMS, coniques et inclinés de 0 à 50° par rapport à la normale de la surface. L’angle de dévalement est différent selon l’orientation ($\pm 180^\circ$). (Crédit : M. Barahman [167]).

Cette anisotropie a été largement décrite dans les systèmes naturels, bien qu’il s’agisse d’effets dus seulement à des micro-textures. En effet, la rugosité asymétrique sous les pattes du gecko lui permet de se déplacer sur l’eau [168, 169, 170] (illustration 5.22(a)). Les ailes du papillon repoussent l’eau vers l’extérieur, et bloquent son mouvement vers la partie centrale du corps grâce à des écailles, comme le montre la figure 5.22(b), [171, 172]. Et les plantes ont développé des textures qui permettent d’optimiser le processus de pollinisation en dirigeant les particules de façon irrémédiables vers l’intérieur, visibles sur la photo 5.22(c) [173].

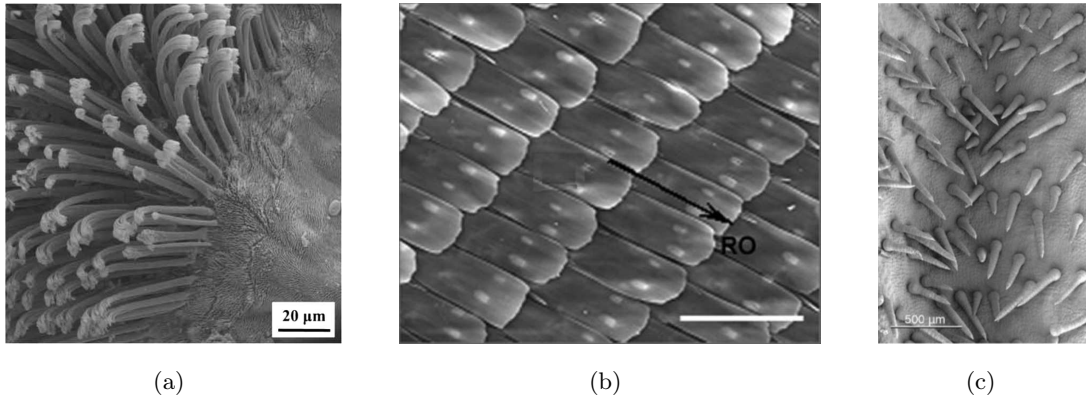


FIGURE 5.22 – (a) Image MEB du dessous d’une patte de gecko, sur laquelle on voit les textures asymétriques. Échelle : 20 μm (Crédit : K. Liu [170]). (b) Image MEB d’une aile de papillon bleu du Brésil, montrant l’arrangement périodique des écailles. Échelle : 100 μm (Crédit : Y. Zheng [171]). (c) Image MEB du pistil de l’*Aristolochia rotunda*, mettant en évidence les textures directionnelles qui conduisent le pollen. Échelle : 500 μm (Crédit : B. Oelschlägel [173]).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit certains des effets créés par la combinaison de micro- et de macro-textures. Le mélange de ces deux échelles de textures a des conséquences remarquables sur la dynamique d’une goutte : le temps de contact est réduit de moitié lors du rebond, des gouttes sont capturées par la surface lors de leur dévalement, et dirigées vers des endroits contrôlés.

Nous nous inspirons de ces phénomènes pour décrire notre prochain système qui présente ces deux échelles de textures. Il se rapproche de celui étudié par Guillaume Dupeux et Dan Soto dans leurs thèses, mais le non-mouillage est ici obtenu par des micro-textures et non en caléfaction : cela nous permet de travailler à température ambiante et de tester d’autres paramètres, tels que la viscosité du liquide.

Chapitre 6

Frictions spéciales

Sommaire

6.1	Créneaux réguliers	162
6.1.1	Gouttes d'eau	163
6.1.2	Gouttes visqueuses	175
6.1.3	Serpents de transition	178
6.1.4	Adhésion	183
6.2	Créneaux asymétriques	190
6.2.1	Gouttes d'eau	191
6.2.2	Gouttes visqueuses	193

Les expériences préparatoires ont été réalisées par Minh-Chau Nguyen lors de son stage de 3A de l'ESPCI. Elles reprennent et prolongent une étude commencée par Armelle Gas et Guillaume Dupeux dans sa thèse [53]. Je remercie Tahar et Amaury pour toutes les plaques crénelées qu'ils ont fabriquées.

Si la propulsion d'objets solides en lévitation sur des chevrons se déroule presque sans friction, nous avons vu à la partie II que ce n'est pas le cas pour des liquides. En effet, dans la géométrie du chapitre 3, une goutte se déforme sous l'action du flux d'air et sur les murs des canaux. Elle se cogne contre tous les obstacles qu'elle rencontre, ce qui amoindrit la propulsion effective du système.

Nous avons cherché à isoler la friction de la propulsion. Pour cela, une première expérience met en jeu une piste poreuse de créneaux parallèles et perpendiculaires à la direction de la goutte, décrite au paragraphe 3.4.2. Cependant, les surfaces superhydrophobes sont connues pour leur très faible friction. Y ajouter de la lévitation contribue certainement à la diminuer encore. La longueur de la piste ne permet alors pas d'atteindre les vitesses terminales. Pour notre étude, nous avons encore simplifié le système, en s'affranchissant de la lévitation. La goutte se retrouve donc en permanence en contact avec son support, ce qui rend possible l'étude de la friction ; de nombreux paramètres peuvent être variés et réservent des surprises.

Ces expériences se distinguent aussi de celles réalisées par Guillaume Dupeux dans sa thèse [53] puisque l'étude est réalisée à température ambiante. Outre le fait d'offrir des conditions de travail moins extrêmes pour les gouttes comme pour l'expérimentateur, cela permet de varier des paramètres supplémentaires, comme la viscosité du liquide. Mais de nombreux points communs, comme la géométrie des systèmes ou la situation non-mouillante des gouttes, permettent de tracer des parallèles entre les expériences.

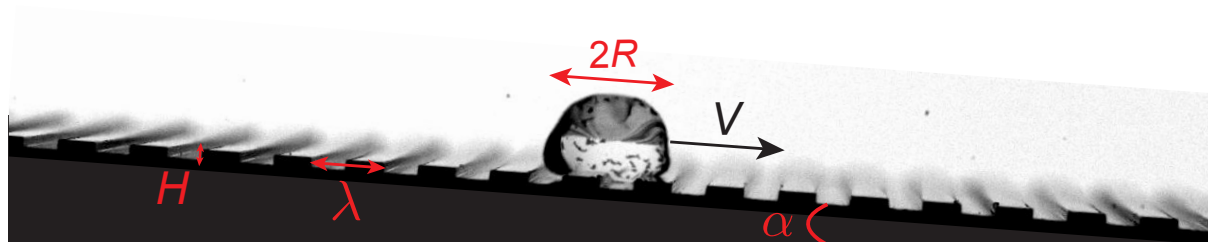


FIGURE 6.1 – Une goutte de taille $2R$ dévale un plan superhydrophobe incliné d'un angle α (à température ambiante). Des macro-textures de profondeur H et de période λ sont gravées sur la surface solide. La goutte avance avec une vitesse V .

L'expérience est illustrée sur la figure 6.1 : une goutte de volume Ω et de rayon équatorial R dévale à vitesse V une plaque superhydrophobe. Cette dernière est inclinée d'un angle α , et la force motrice du système est le poids $\rho\Omega g \sin \alpha$. La goutte atteint rapidement une vitesse limite, à laquelle la friction équilibre la force motrice. Sur une plaque superhydrophobe lisse, la vitesse terminale est très difficile à atteindre [174]. La description de la friction dans ces conditions a fait l'objet d'une partie de la thèse de Pascal Raux [47], et ce projet continue avec la thèse de Timothée Mousterde. Leurs gouttes, dans des conditions semblables, ont des vitesses environ 10 fois plus élevées. La présence des crêneaux a donc pour conséquence de ralentir considérablement la goutte qui atteint rapidement (en environ 15 cm) son régime terminal. Varier la profondeur H et la période λ des crêneaux permet de comprendre cette friction spéciale.

Dans la première partie de ce chapitre, nous considérons des crêneaux dont les rainures ont la même largeur que les murs, $\lambda/2$. Et dans la deuxième partie, nous espaçons les murs ; leur distance reste périodique et fixée à λ , mais la taille du canal est adaptée en fonction du rayon de la goutte.

6.1 Crêneaux réguliers

Nous commençons par décrire les expériences réalisées avec des canaux et des murs de même taille. Comme nous travaillons à température ambiante, l'étude n'est pas limitée à l'eau : nous pouvons aussi varier la viscosité des gouttes qui dévalent les textures. Mesurer la vitesse terminale V de la goutte donne accès aux dépendances de la force de friction avec les paramètres de notre système.

6.1.1 Gouttes d'eau

Expériences

Angle d'inclinaison

L'expérience est illustrée par la figure 6.1. Pour atteindre la vitesse limite, nous utilisons des plaques de 30 à 40 cm de long ; elles sont bien plus grandes que celles que nous avons à la partie 3.4, mais suffisantes pour nos expériences. La position de la goutte est enregistrée par une caméra, le plus souvent en vue de dessus. Chaque expérience est répétée de 4 à 8 fois. Lorsque l'espacement des créneaux n'est pas spécifié, c'est que l'on a $\lambda = 3$ mm ; canaux et murs ont alors tous deux une épaisseur de 1,5 mm.

Les expériences donnent accès à la vitesse V des gouttes en fonction de l'angle d'inclinaison α (figure 6.2(a)). La vitesse augmente naturellement avec l'angle de la plaque : plus α est grand, plus la plaque se rapproche de la verticale et la goutte va vite. La croissance de V avec α n'est pas linéaire, mais semble suivre une dynamique en racine carrée. La différence de vitesse à angle donné entre les créneaux de profondeur $H = 220$ μm et $H = 350$ μm est faible, mais l'écart entre ces profondeurs est petit ; l'influence de ce paramètre est étudiée au graphe 6.3(a). En revanche, la vitesse des gouttes de 50 μL est systématiquement plus faible que les autres, elles-mêmes légèrement hiérarchisées en fonction du volume.

Ces résultats nous donnent accès au graphe qui compare la force motrice $F = \rho g \Omega \sin \alpha \approx \rho g \Omega \alpha$ à la vitesse V . On le trouve à la figure 6.2(b). En échelle logarithmique, les points s'alignent selon une loi d'échelle, et les droites pointillées suggèrent une pente 2, caractéristique de phénomènes inertiels : $F \propto V^2$.

Paramètres des textures

La figure 6.3 présente l'influence des créneaux sur la vitesse d'une goutte. V décroît lorsque la profondeur des textures augmente : au graphe 6.3(a), les résultats d'expériences avec des gouttes dont le volume varie de 50 à 200 μL (couleur et forme des symboles) sur un plan incliné à $7,8^\circ$ (symboles vides) ou à $12,4^\circ$ (symboles pleins) sont présentés, en échelle logarithmique. La vitesse des grosses gouttes est ici aussi plus élevée que celle des petites ; par ailleurs, à volume constant, on vérifie pour toutes les tailles de textures que la vitesse est plus élevée lorsque l'angle est grand. L'influence sur V de la profondeur des créneaux semble plus marquée lorsque l'angle est élevé : V diminue de 20% pour $\alpha = 7,8^\circ$ et de 50% pour $\alpha = 12,4^\circ$. Les courbes peuvent se diviser en deux parties : tant que les textures sont assez peu profondes, jusqu'à 350 μm environ, la vitesse décroît, et la droite noire souligne une pente $-1/2$. Par la suite, V diminue plus lentement, et finit par saturer.

La période des créneaux est aussi variée. Le graphe 6.3(b) montre la vitesse terminale de gouttes dévalant des plaques inclinées à $7,7^\circ$, dont la texture a une profondeur de 350 μm (symboles creux) ou

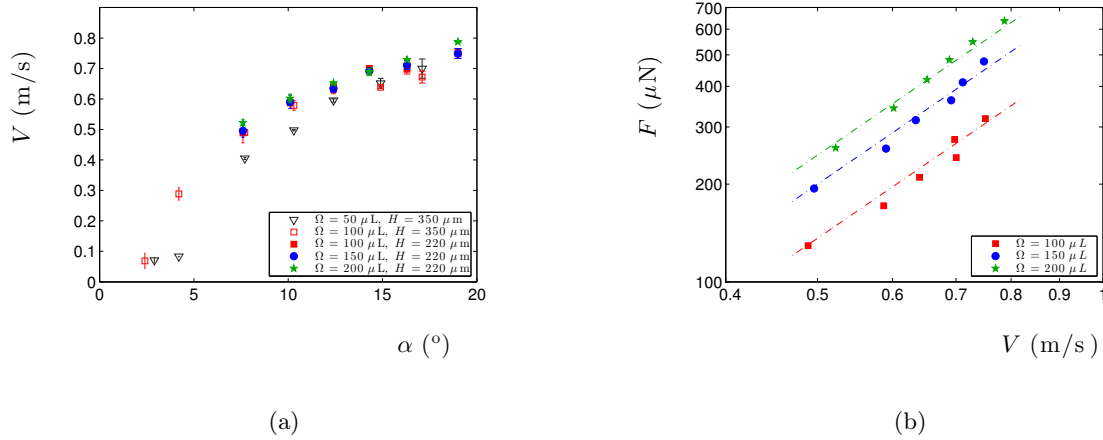


FIGURE 6.2 – **(a)** Vitesse terminale V d’une goutte en fonction de l’angle d’inclinaison α de la plaque. Des gouttes de volume 50 μL (triangles noirs), 100 μL (carrés rouges), 150 μL (points bleus) et 200 μL (étoiles vertes) dévalent des plaques dont les créneaux ont pour profondeur $H = 350 \mu\text{m}$ (symboles creux) ou $H = 220 \mu\text{m}$ (symboles pleins). **(b)** Force motrice (le poids) en fonction de la vitesse terminale V d’une goutte qui dévale une plaque dont les créneaux ont une profondeur $H = 220 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés pour des gouttes de volume 100 μL (carrés rouges), 150 μL (points bleus) et 200 μL (étoiles vertes). Les lignes pointillées ont une pente 2, et des coefficients 545 (droite rouge), 800 (droite bleue) et 983 (droite verte).

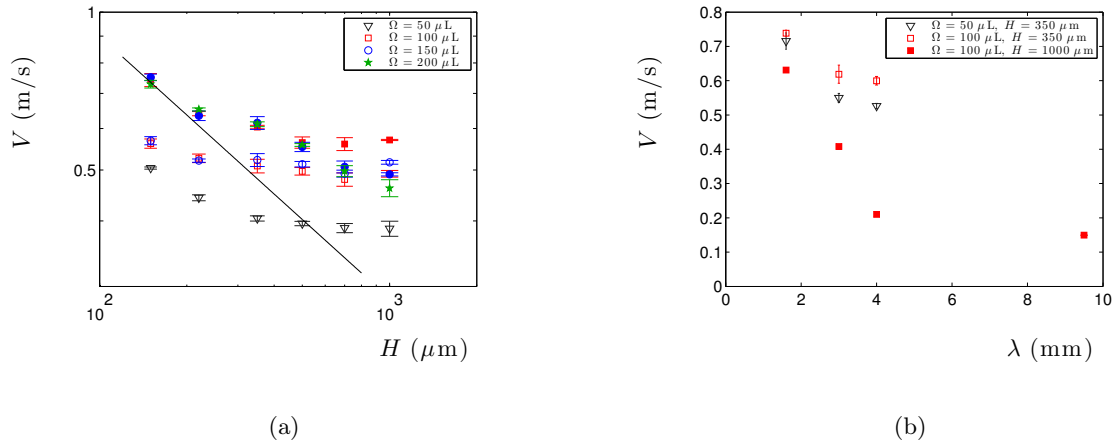


FIGURE 6.3 – **(a)** Vitesse terminale V d’une goutte en fonction de la profondeur des textures H . Des gouttes de volume 50 μL (triangles noirs), 100 μL (carrés rouges), 150 μL (points bleus) et 200 μL (étoiles vertes) dévalent des plaques inclinées à $7,8^\circ$ (symboles creux) ou $12,4^\circ$ (symboles pleins). La ligne noire indique une pente $-1/2$. **(b)** Vitesse terminale V d’une goutte en fonction de la période des textures λ . Des gouttes de volume 50 μL (triangles noirs) et 100 μL (carrés rouges) dévalent des plaques inclinées à $7,8^\circ$. La profondeur des textures varie entre 350 μm (symboles creux) et 1000 μm (symboles pleins).

1000 μm (symboles pleins). La vitesse d’une goutte décroît lorsque la période des créneaux augmente de 1,6 mm à 4 mm. Sur ces plaques-là, la largeur des canaux est égale à l’épaisseur des murs. Un dernier point est présenté sur le graphe, pour $\lambda = 9,5$ mm. Dans ce cas, les murs ont une épaisseur de 1,5 mm (comme pour $\lambda = 3$ mm), mais ils sont espacés de 8 mm : ce type de texture fera l’objet

de la 2^e partie de ce chapitre. La vitesse de la goutte sur une telle plaque est encore plus faible que celle sur les créneaux réguliers de 4 mm.

Plus les textures sont profondes, plus l'effet de leur élargissement est important.

Mécanisme de dissipation

Modèle naïf

Nous avons rappelé au début de ce chapitre que la vitesse d'une goutte qui dévale un plan superhydrophobe lisse est environ 10 fois plus élevée que celle sur un plan texturé. Une friction spéciale apparaît dans ce cas, principalement due aux créneaux. L'image 6.4 illustre une goutte d'eau qui descend une surface crénelée.

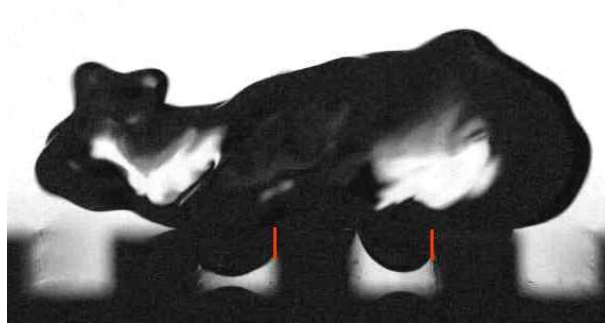


FIGURE 6.4 – Goutte d'eau, de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$ qui dévale vers la droite un plan superhydrophobe incliné d'un angle $\alpha = 10,4^\circ$. Des macro-textures de profondeur $H = 1 \text{ mm}$ et de période $\lambda = 3 \text{ mm}$ sont gravées sur la surface solide. Des bourrelets se forment dans les rainures.

Du liquide entre dans les canaux et forme des bourrelets qui se déplacent à la vitesse V de la goutte. Leur course est contrariée par la présence des murs, contre lesquels ils cognent : leur vitesse tombe à 0. Ils perdent donc une énergie cinétique de l'ordre de mV^2 , où m est la masse d'un bourrelet. L'amplitude δ de la déformation de la goutte s'estime en équilibrant la pression de Laplace $\gamma\delta/\lambda^2$ à la pression hydrostatique ρgl_c qui appuie sur l'interface : $\delta \sim \lambda^2/l_c \approx 3 \text{ mm}$. L'eau peut s'enfoncer sur une distance $\delta > H$, la profondeur de toutes nos textures. On approche alors le volume de chaque bourrelet par $H\lambda R$, avec une énergie associée $\rho H\lambda R V^2$. Le nombre de créneaux sous la goutte est R/λ , ce qui conduit à une énergie cinétique totale $\rho H R^2 V^2$. Cette perte correspond au travail $F_1\lambda$ de la force de friction F_1 qui résulte de ces chocs. On obtient :

$$F_1 \sim \rho R^2 V^2 \frac{H}{\lambda} \quad (6.1)$$

La vitesse V varie de 0,1 à 1 m/s, ce qui donne une estimation pour F comprise entre 100 à 1000 μN , en accord avec les observations sur le graphe 6.2(b). On a aussi $F_1 \propto V^2$, ce qui correspond bien à nos observations précédentes. Ce raisonnement est le même que celui mené par Guillaume Dupeux dans sa thèse, pour décrire la friction de gouttes en caléfaction sur des substrats crénelés [53].

La force motrice est le poids, $\rho\Omega g \sin \alpha$. Toutes les gouttes de ces expériences ont un volume compris entre 50 et 200 μL : elles sont aplaties par la gravité, et on estime leur volume à $\Omega \sim R^2 l_c$, celui d'un cylindre de rayon R et d'épaisseur l_c . En équilibrant le poids à la force de friction F_1 , on trouve l'expression suivante pour la vitesse :

$$V^2 \sim \frac{\lambda l_c g \alpha}{H} \quad (6.2)$$

La vitesse croît avec l'angle d'inclinaison α , à la puissance 1/2, ce qui est en accord avec les remarques du graphe 6.2(a). Elle est aussi décroissante avec la profondeur H des crêneaux, comme suggéré par l'analyse du graphe 6.3(a). Cependant, le rayon de la goutte R a disparu de l'expression de la vitesse, alors que les observations précédentes semblaient montrer une légère dépendance. Par ailleurs, ce modèle prévoit une vitesse croissant avec λ : lorsque l'espacement des crêneaux augmente, les bourrelets sont plus rares sous la goutte et les chocs moins nombreux. La goutte devrait logiquement être moins ralentie lorsque λ est grand. Mais cette explication contredit les observations expérimentales du graphe 6.3(b), comme le montre aussi le graphe 6.5.

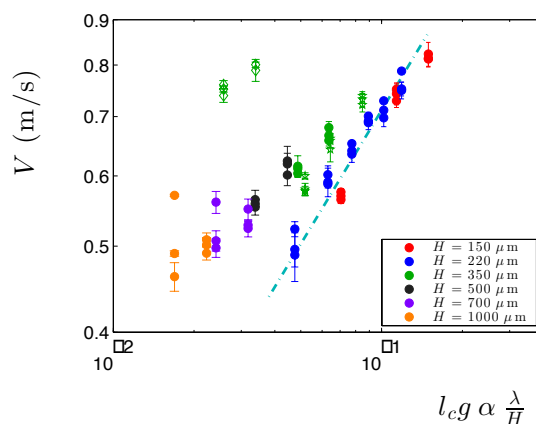


FIGURE 6.5 – Vitesse V de gouttes de volume $\Omega = 100, 150$ ou $200 \mu\text{L}$ en fonction de la vitesse théorique prédite par la loi 6.2. La ligne pointillée bleue indique la pente 1/2, avec un coefficient numérique 2,25. Les couleurs indiquent les différentes profondeurs H des rainures. Les points pleins sont utilisés pour les résultats des expériences menées avec $\lambda = 3 \text{ mm}$, les losanges évidés $\lambda = 1,6 \text{ mm}$ et les étoiles évidées $\lambda = 4 \text{ mm}$.

Si les points rouges et bleus ($H = 150$ et $220 \mu\text{m}$) s'alignent bien selon la droite pointillée, de pente 1/2, deux soucis majeurs apparaissent dans ce graphe. (1) Les expériences menées sur des crêneaux profonds s'éloignent de la ligne bleue : le modèle sous-estime leur vitesse. (2) Les points verts, tous réalisés pour des rainures de profondeur $H = 350 \mu\text{m}$, sont dispersés en λ : les losanges ($\lambda = 1,6 \text{ mm}$) sont très loin du reste des points. Ceci corrobore le graphe 6.3(b), où la dépendance expérimentale de la vitesse par rapport à λ est contraire à celle prédite par la loi 6.2.

Dépendance du modèle en la période λ

Nous nous penchons d'abord sur ce problème : pourquoi la vitesse croît-elle avec la période des créneaux ?

La période λ apparaît dans l'expression de la perte d'énergie cinétique au moment où l'on somme tous les chocs sous la goutte. Cependant, il n'est pas justifié de procéder à une telle somme lorsqu'il n'y a que quelques bourrelets sous la goutte. Sur la photo 6.4, on n'en compte que deux. Additionner les énergies perdues individuellement par chaque bourrelet n'est valable que dans la limite $R \gg \lambda$, qui n'est pas satisfaite ici.

Le graphe 6.6 présente la vitesse de gouttes d'eau de rayons variés. On distingue deux régimes : pour $R \lesssim 4$ mm, la vitesse croît avec le rayon. La ligne pointillée noire décrit bien cette augmentation, exceptée aux très petits rayons. Dans ce cas, les gouttes ont une taille d'ordre λ , et leur vitesse est très faible (l'angle utilisé est petit : $\alpha = 5^\circ$). Il apparaît une sorte d'hystérésis : la goutte a besoin d'un poids minimal pour passer les murs. Ceci justifie les valeurs très basses et dispersées que l'on observe. Une fois que la goutte va assez vite, sa vitesse croît, et la ligne noire propose un accord satisfaisant.

Dans un deuxième temps, pour $R \gtrsim 4$ mm, la vitesse V de la goutte sature autour de 0,4 m/s. La vitesse des gouttes sur des créneaux profonds (étoiles rouges) est légèrement inférieure à celle sur des créneaux peu profonds (points bleus). Nous sommes maintenant dans un régime où la goutte est suffisamment grosse pour que l'argument précédent soit valable. L'équation 6.2 prédit en effet une vitesse de l'ordre de 0,4 m/s, en prenant en compte le préfacteur 2,25 suggéré par la ligne bleue pointillée du graphe 6.5, qui passe par les points $H = 220$ μm .

Un rayon $R \approx 4$ mm correspond à une goutte de volume 250 μL , ce qui est plus grand que ce que nous avons utilisé. Nos expériences ne se situent donc pas dans le cadre où l'on peut sommer les contributions de chaque bourrelet à la perte d'énergie totale : l'approximation d'un modèle continu n'est plus valide.

Si l'on ne peut pas estimer la perte totale d'énergie cinétique en sommant les pertes individuelles de chaque bourrelet $\rho H \lambda R V^2$ sur l'ensemble des bourrelets, il faut trouver une autre méthode de décompte.

L'observation du dévalement des gouttes nous a menés à la remarque suivante : lorsqu'un bourrelet entre dans une rainure, il a une vitesse V qu'il perd entièrement lors de son choc contre le mur. Par la suite, la goutte avance, et le bourrelet reste en place dans les créneaux, jusqu'à ce que la goutte ait suffisamment avancé pour qu'il soit récupéré. Ainsi, la perte d'énergie cinétique par un bourrelet n'a lieu qu'une seule fois au cours du processus : compter R/λ contributions à la perte d'énergie semble alors très faux. Chaque bourrelet ne peut perdre son énergie qu'une seule fois.

Reprenons maintenant l'argument énergétique précédent : l'énergie cinétique perdue par un bourrelet est $\rho H \lambda R V^2$. Il n'y a que le premier bourrelet qui contribue au ralentissement de la goutte, les autres l'ont déjà fait. Cette perte correspond au travail $F_2 \lambda$ (les bourrelets sont produits tous les λ),

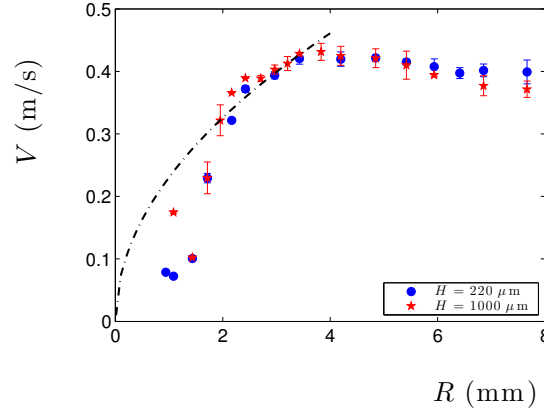


FIGURE 6.6 – Vitesse V de dévalement de gouttes de rayon R . Les expériences sont réalisées avec $\alpha = 5^\circ$, et $\lambda = 3$ mm ; les résultats sont donnés pour deux profondeurs de créniaux, $H = 220$ μm (points bleus) et $H = 1000$ μm (étoiles rouges). La ligne pointillée noire montre l'équation 6.5, avec un coefficient numérique de 2,25.

où F_2 est la force de friction qui résulte de ces chocs, avec pour nouvelle expression :

$$F_2 \sim \rho H R V^2 \quad (6.3)$$

Cette force diffère de l'expression précédente, F_1 , à l'équation 6.1, d'un facteur R/λ , ce qui ne change pas son ordre de grandeur. Elle est toujours proportionnelle à V^2 , comme suggéré par le graphe 6.2(b), mais elle ne varie plus qu'en R et non en R^2 . On en déduit la vitesse terminale V de la goutte, obtenue en équilibrant la force de friction au poids, la force motrice :

$$V^2 \sim l_c g \alpha \frac{R}{H} \quad (6.4)$$

Dans cette nouvelle expression, la vitesse ne dépend plus de la période λ des créniaux. Par rapport à l'expression précédente, elle améliore donc l'explication du graphe 6.3(b), même si nous ne rendons toujours pas compte de la décroissance de λ . Le graphe 6.7 présente ainsi les résultats expérimentaux de la figure 6.5, tracés selon la nouvelle loi d'échelle 6.4 qui apparaît en pointillés sur la figure.

Les points bleus et rouges, qui correspondent aux expériences réalisées avec les textures les moins profondes, sont à nouveau les seuls à s'aligner suivant la ligne pointillée bleue. Les expériences à différents λ (symboles verts de forme variée) sont cette fois regroupées dans la même zone : la dépendance de la vitesse en fonction de ce paramètre semble dorénavant mieux comprise. Il reste cependant un problème majeur dans notre modèle, qui ne décrit pas de façon correcte la vitesse dès que la profondeur des rainures dépasse 350 μm .

Dépendance en la profondeur des rainures H

Nous tentons maintenant de comprendre pourquoi la vitesse est plus grande que prévu lorsque les textures sont profondes. Ce point a déjà été soulevé au graphe 6.3(a). Pour $H \lesssim 300$ μm , une pente

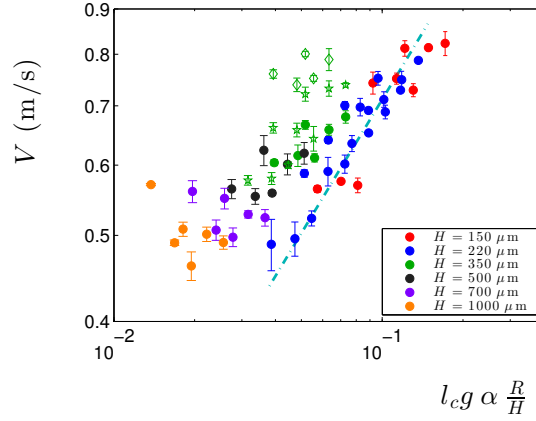


FIGURE 6.7 – Vitesse V de gouttes de volume $\Omega = 100, 150$ ou $200 \mu\text{L}$, en fonction de la vitesse prédite par la loi 6.4. La ligne pointillée bleue indique la pente $1/2$ prévue, avec un coefficient $2,25$. Les symboles sont les mêmes qu’au graphe 6.5.

$-1/2$ décrit la décroissance de la vitesse V en fonction de la profondeur H des créneaux. Au-delà, la vitesse semble saturer et ne plus dépendre de H .

Une explication peut être trouvée dans l’observation précise des films de dévalement, en vue de côté. Dans ces films, on voit clairement la formation et la dynamique des bourrelets. La photo 6.4 illustre ces observations. On y voit deux créneaux, remplis par les bourrelets de la goutte. Mais l’eau ne descend pas jusqu’au fond des rainures (profondes de 1 mm sur la photo), et la hauteur sur laquelle le choc contre le mur a réellement lieu est souvent plus faible que prévue. Cette hauteur est soulignée par les traits oranges, ajoutés sur la photo.

Si le bourrelet ne remplit pas entièrement le canal, la masse d’eau qui cogne contre les murs est plus faible que celle que nous avons estimée précédemment. Il y a donc une hauteur effective, H_{eff} , sur laquelle le choc a réellement lieu, et qui permet de décélérer. Dans un premier temps, avant de discuter cette hauteur, nous la mesurons simplement sur les films, en vue de côté, pour chaque profondeur H de créneau. Ces mesures sont réalisées sur une dizaine de bourrelets pour chaque goutte, et plusieurs gouttes sont utilisées pour chaque type de plaque, inclinées à $12,4^\circ$ (une valeur intermédiaire dans les angles choisis). Nous pouvons ainsi reformuler les équations précédentes (6.3 et 6.4) de la force et de la vitesse, qui deviennent :

$$F \sim \rho H_{eff} R V^2 \quad (6.5a)$$

$$V^2 \sim l_c g \alpha \frac{R}{H_{eff}} \quad (6.5b)$$

Cette nouvelle expression de la vitesse est testée au graphe 6.8, où il y a cette fois un bien meilleur accord de tous les résultats expérimentaux. La ligne pointillée bleue, de pente $1/2$, a un coefficient

2,25 : cette valeur proche de 1 indique que les lois d'échelle conduisent à un bon ordre de grandeur de la vitesse de dévalement.

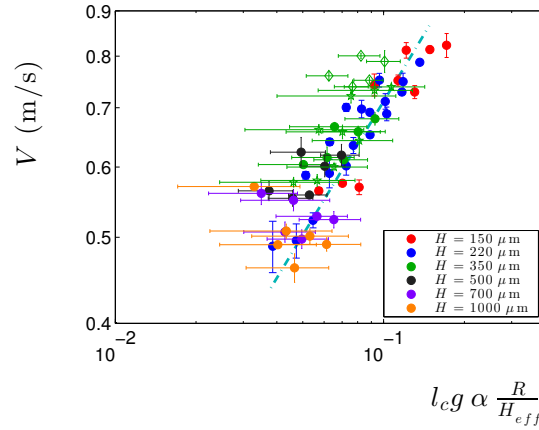


FIGURE 6.8 – Vitesse V de gouttes de volume $\Omega = 100, 150$ ou $200 \mu\text{L}$, en fonction de la quantité prédite par la loi 6.5. La ligne pointillée bleue indique la pente $1/2$, avec un coefficient $2,25$. Les symboles sont les mêmes qu'au graphe 6.5.

Profondeur d'enfoncement

Nous venons d'observer que les bourrelets ne remplissent pas la totalité des textures, dès que celles-ci deviennent plus profondes qu'environ $300 \mu\text{m}$. Nous essayons ici de comprendre pourquoi, et de proposer une explication plus quantitative qu'une simple mesure de H_{eff} .

La profondeur sur laquelle s'enfonce la goutte est limitée par la taille du créneau. Lorsque H est faible, de 150 ou $220 \mu\text{m}$, ces distances sont égales. Quand H augmente un peu, l'eau semble toujours aller jusqu'au fond des textures, mais la courbure du bourrelet fait que ce dernier ne cogne pas sur toute l'amplitude du mur. Au niveau du premier bourrelet de la photo 6.9 (souligné en orange), on voit que l'eau mouille difficilement jusque dans les coins la surface superhydrophobe. Enfin, quand H est vraiment grand (millimétrique), la profondeur des bourrelets sature (c'est le cas sur la photo 6.4 du début de chapitre), et celle où ils cognent contre le mur aussi.

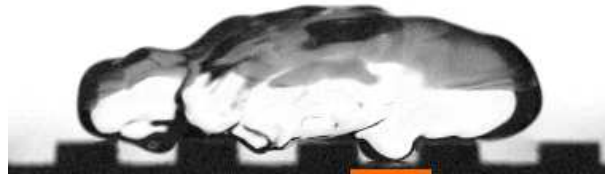


FIGURE 6.9 – Goutte d'eau de $100 \mu\text{L}$, qui dévale vers la droite à la vitesse $V = 0,58 \text{ m/s}$ une plaque inclinée à $12,4^\circ$, avec $\lambda = 3 \text{ mm}$ et $H = 700 \mu\text{m}$. On voit au niveau du premier bourrelet (le plus à droite, souligné en orange) la courbure qui empêche d'avoir $H_{eff} \neq H$

La ligne pointillée du graphe 6.10 indique l'égalité $H_{eff} = H$: les valeurs pour $H < 300 \mu\text{m}$ devraient en être très proche. Entre 300 et $700 \mu\text{m}$, on observe que H_{eff} grandit linéairement, mais sa valeur est inférieure à la profondeur totale des textures, H , de 20 à 30%, à cause de la courbure du bourrelet.

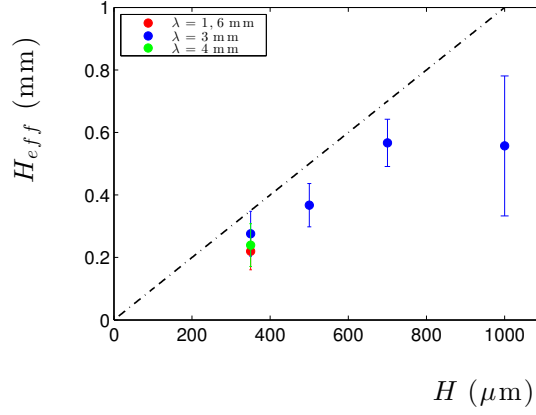


FIGURE 6.10 – Profondeur de choc effective H_{eff} , mesurée sur les expériences, en fonction de la profondeur des créneaux H . La ligne pointillée noire indique $H_{eff} = H$.

Cette profondeur à laquelle l'eau entre et cogne contre les murs peut dépendre de plusieurs autres paramètres, comme l'angle d'inclinaison, la vitesse de la goutte, ou encore la période des créneaux qui laissera plus ou moins la possibilité à la goutte d'entrer.

La figure 6.11 compare trois gouttes de $100 \mu\text{L}$, déposées sur des plaques inclinées à $12,4^\circ$ dont les textures ont une profondeur de 1 mm. On y observe le comportement très différent des bourrelets en fonction de l'espacement des rainures. Lorsque λ est petit, l'eau n'a que très peu de place et seul un tout petit bourrelet se forme. Il cogne sur une distance très courte, ce qui ralentit peu la goutte. En revanche, un créneau à λ est grand, par exemple de 4 mm, est beaucoup spacieux, et l'eau cogne le mur sur une profondeur beaucoup plus grande.

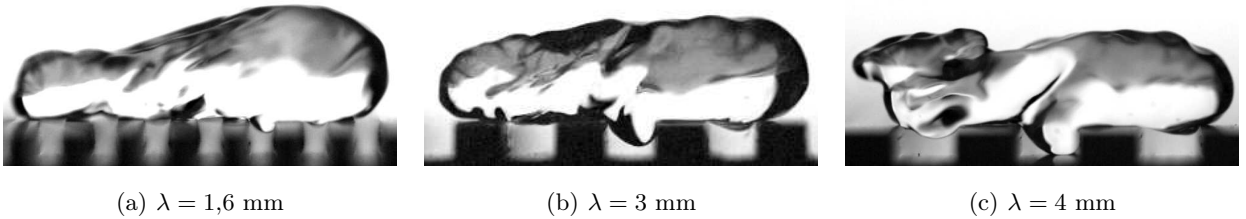


FIGURE 6.11 – Gouttes de $100 \mu\text{L}$ qui dévalent vers la droite des plaques inclinées à $12,4^\circ$, dont les créneaux ont une profondeur $H = 1 \text{ mm}$. La profondeur effective à laquelle le bourrelet cogne est visiblement différente selon la période des créneaux (a) $\lambda = 1,6 \text{ mm}$ (b) $\lambda = 3 \text{ mm}$, (c) $\lambda = 4 \text{ mm}$.

Le graphe 6.12 rassemble ces observations. La ligne horizontale pointillée indique $H_{eff} = 1 \text{ mm}$, la valeur maximale atteignable dans le système. Les points bleus montrent les résultats des mesures

expérimentales, réalisées sur des vues comme celles de la figure 6.11. La profondeur H_{eff} augmente lorsque l'espace entre les murs s'élargit, et sature à une valeur proche de 1 mm.

Cette observation permet d'expliquer le graphe 6.3(b), où la vitesse V décroît avec la période λ , alors que le modèle 6.5 ne prédit aucune dépendance : elle est cachée dans H_{eff} . On a ainsi : $V \propto \frac{1}{H_{eff}} \propto \frac{1}{\lambda}$.

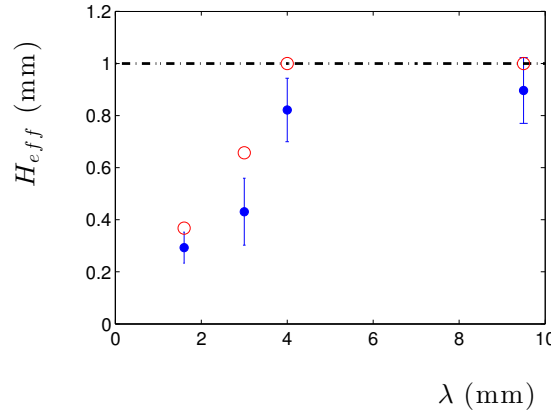


FIGURE 6.12 – Profondeur de choc effective H_{eff} , mesurée sur les expériences, en fonction de la période des créneaux λ , pour des plaques avec $H = 1$ mm. La ligne pointillée noire indique $H_{eff} = 1$ mm, valeur maximale possible. Les points bleus sont les résultats des mesures expérimentales ; les cercles rouges sont les prédictions de l'équation 6.6.

Nous avons estimé au début de ce chapitre la profondeur δ à laquelle l'eau peut s'enfoncer, en comparant la pression de Laplace $\gamma\delta/\lambda^2$ à la pression hydrostatique $\rho g l_c$, et obtenu $\delta \approx 3$ mm, ce qui est visiblement trop grand.

Cette estimation de la profondeur à laquelle l'eau peut entrer est établie dans le cas où la goutte est statique, posée sur la surface. Cependant, la courbure de l'interface au niveau du bourrelet est estimée à δ/λ^2 , valable lorsque $\delta \ll \lambda$. La longueur λ est la période des créneaux, donc prend en compte la largeur du canal et l'épaisseur du mur. En réalité, le rayon de courbure du bourrelet ne peut s'établir que sur $\lambda/4$, c'est-à-dire sur la moitié de la rainure. En prenant en compte cette valeur, on trouve plutôt $\delta \approx 0,2$ mm. Cela signifie qu'au repos, lorsqu'une goutte d'eau est posée sur une surface crénelée dont les murs et les canaux se répètent tous les 3 mm, elle s'enfonce naturellement de 0,2 mm seulement. Tant que la goutte n'a pas interagi avec les créneaux, c'est la courbure qu'elle adopte. Ainsi, au niveau du premier canal (le plus sur la droite sur les photos (b) et (c) de la figure 6.11), la goutte est en train d'arriver, et n'a pas encore pu cogner contre le mur. On observe une légère courbure de l'interface qui fait un peu entrer la goutte dans le créneau sur une distance de l'ordre de $\delta \approx 0,2$ mm. Ce petit bourrelet, dû à la gravité, entre bientôt en contact avec le coin du mur qui coupe la goutte et crée un bourrelet dynamique, illustré à la série d'images 6.13. Le bourrelet entre de plus en plus profondément dans une rainure lorsque la goutte avance, jusqu'à ce qu'elle recouvre le créneau suivant et que le même processus recommence. La goutte présentée ici

a une vitesse élevée et elle est très allongée par sa course, ce qui explique la forme particulière du bourrelet, qui est ici très asymétrique.

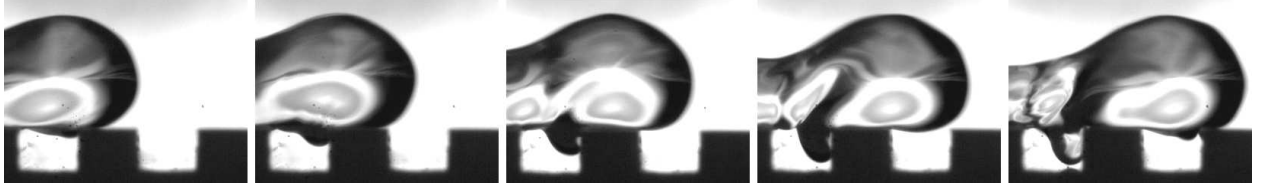


FIGURE 6.13 – Goutte d'eau, de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, qui dévale vers la droite un plan incliné à $12,4^\circ$, dont les textures ont une profondeur $H = 1 \text{ mm}$ et une période $\lambda = 3 \text{ mm}$. La goutte a une vitesse $V = 0,70 \text{ m/s}$. Les images sont centrées sur un créneau en particulier, on ne voit pas la goutte dans son ensemble. L'intervalle de temps entre deux images est 1 ms .

Lorsque la goutte est en mouvement, sa vitesse tend donc à la faire plus entrer dans les rainures que lorsqu'elle est au repos, à cause de sa pression dynamique ρV^2 . L'équation établie précédemment en équilibrant pression de Laplace et pression hydrostatique est donc transformée en $\frac{\gamma\delta}{\lambda^2} \approx \rho V^2 + \rho g l_c \approx \rho V^2 (1 + \frac{g l_c}{V^2})$. Considérer cette équation comme un bilan énergétique permet d'évaluer les coefficients numériques. Ce qui conduit à :

$$\delta \approx \frac{\rho V^2 (\lambda/4)^2}{4\gamma} \left(1 + 4 \frac{g l_c}{V^2} \right) \quad (6.6)$$

Cette formule fait apparaître une vitesse caractéristique $V^* \sim 2\sqrt{g l_c} \approx 0,3 \text{ m/s}$. Pour $V > V^*$, les bourrelets sont plus grands dans le cas dynamique qu'en statique. En se reportant aux graphes précédents mettant en jeu la vitesse des gouttes d'eau, on remarque que la condition $V > V^*$ est toujours réalisée : les bourrelets sont bien toujours plus grands que $0,2 \text{ mm}$.

L'expression de δ est proportionnelle à la pression dynamique ρV^2 , et à la période des créneaux au carré. Nous avons confronté cette équation à nos mesures expérimentales, et les résultats sont montrés ci-dessus, au graphe 6.12. Nous y avons superposé les valeurs de δ , la profondeur à laquelle l'eau peut entrer dans un créneau (les cercles rouges), et celles de H_{eff} , la distance sur laquelle le bourrelet cogne effectivement contre les murs (les points bleus). Sans coefficient numérique, les valeurs de δ surestiment légèrement celles de H_{eff} , ce qui n'est pas illogique, puisque l'eau peut entrer dans les créneaux sans que toute la hauteur du bourrelet ne cogne contre le mur. La valeur de δ suggérée pour $\lambda = 4 \text{ mm}$ est même supérieure à 1 mm : en effet, les mesures de H_{eff} sont déjà très proches de 1 , ce qui suggère que l'on a bien atteint la longueur maximale sur laquelle le choc peut avoir lieu.

Nous testons aussi les dépendances de l'équation 6.6 en vitesse. Les résultats sont tracés au graphe 6.14. La plaque a des créneaux de 1 mm , un pas de 3 mm , et elle est inclinée à $12,3^\circ$. Pour faire varier V , les gouttes de volume $100 \mu\text{L}$ sont déposées plus ou moins en amont de la plaque crénelée,

sur une autre plaque superhydrophobe, sans macro-rugosité, qui tient lieu de piste d'accélération. C'est lors de cette expérience que les photos de la figure 6.13 ont été prises. La valeur de H_{eff} sature à grande vitesse autour de 1 mm : l'eau entre jusqu'au fond des textures. À plus basse vitesse, entre 0,3 et 0,6 m/s, les valeurs de H_{eff} sont plus éparées, et prennent des valeurs plus faibles. La ligne rouge trace l'équation 6.6, et passe par les données expérimentales. Pour $V \gtrsim V^* \approx 0,3$ m/s, la valeur théorique d'enfoncement du bourrelet commence à augmenter.

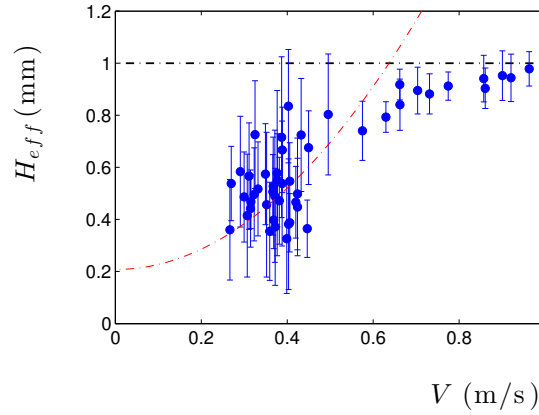


FIGURE 6.14 – Profondeur de choc effective H_{eff} , mesurée sur les expériences, en fonction de la vitesse V de la goutte de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, sur une plaque avec $\lambda = 3$ mm et $H = 1$ mm et inclinée de $12,3^\circ$. La ligne pointillée rouge présente l'équation 6.6.

Remarques

Modèle par les forces

Le raisonnement que nous avons mené ici passe par les énergies. On peut aussi voir l'établissement de la vitesse terminale comme l'apparition d'un équilibre entre la force motrice et une force de friction qui émerge. Cette force de friction tire son origine des chocs des bourrelets de la goutte contre les murs. Ces bourrelets ont une vitesse V , et lorsqu'ils cognent, ils appliquent une pression dynamique ρV^2 sur une surface RH_{eff} du mur. Ceci conduit à une force de friction d'origine inertielle, $F \sim \rho V^2 RH_{eff}$, qui est celle de l'équation 6.5. En équilibrant cette force avec le poids, on aboutit à la même expression de la vitesse.

Fraisage d'une goutte

Je remercie Romain Labbé pour ses conseils et explications sur les fraises.

Nous avons remarqué autour de la figure 6.13 que le bourrelet semble se développer parce que la goutte est coupée par le coin du crêneau lorsqu'elle avance. Cette démarche rappelle celle d'une fraise mécanique dont les dents arrachent du matériau à chaque passage. Ici, le matériau est la

goutte, et la dent, le coin du créneau. La force subie par une dent lors du fraisage s'exprime comme : $F = K_e a f$. Dans cette expression, K_e est la constante du matériau, ou encore la pression spécifique de coupe. Pour appliquer la formule à notre cas, nous estimons donc que $K_e \sim \rho V^2$, la pression dynamique. Ensuite, a est la profondeur de la passe, donc la quantité de matériau retirée à chaque passage. Pour une goutte, il s'agit de H_{eff} . Enfin, f est la valeur de l'avance par tour. On pourrait donc dire que $f = \lambda$ pour notre système, puisque les bourrelets sont créés tous les λ . Cependant, contrairement au fraisage d'un matériau, une même dent ne passe pas tous les f dans notre goutte. Le créneau entre dans le liquide au début de la goutte, et en ressort au bout de R , une fois qu'elle s'est écoulée : on a donc plutôt $f = R$. Cela nous ramène à l'expression de la force subie par un créneau : $F \sim \rho V^2 H_{eff} R$, c'est-à-dire de nouveau à l'expression 6.5.

Comparaison avec le modèle de G. Dupeux

Nous avons présenté lors de l'introduction à cette partie III, au chapitre 5, l'étude de la friction en caléfaction du système développé par Guillaume Dupeux pendant sa thèse [53]. Le modèle qu'il présente est légèrement différent de celui auquel nous aboutissons ici. D'une part, il somme les contributions individuelles de tous les créneaux sous la goutte pour établir sa loi. Au vu de la taille de ses gouttes, entre 50 et 150 μL , c'est-à-dire du même ordre que les nôtres voire légèrement plus petites, il est fort probable que le graphe 6.6 remette en cause ses résultats. Comme l'ordre de grandeur de λ est le même que celui du rayon R des gouttes utilisées, les résultats sont cohérents en termes de valeur. De plus, le paramètre λ n'a pas été varié dans son étude, ce qui ne permet pas de conclure de façon définitive. Les autres résultats justifient un parallèle fort entre ces deux expériences : il semble finalement plus exact de proposer la force 6.5 pour décrire aussi la friction en caléfaction.

Par ailleurs, nous n'utilisons pas d'argument de dissipation gravitationnelle pour expliquer les déviations aux H profonds, mais plutôt le concept d'une longueur effective sur laquelle la perte d'énergie a réellement lieu. Nos corrections justifient une vitesse expérimentale supérieure à celle prévue par la théorie, c'est-à-dire une friction plus faible qu'attendue. *A contratrio*, la correction gravitationnelle de G. Dupeux sert à expliquer pourquoi, lorsque les créneaux sont profonds, la friction mesurée est plus grande qu'attendue. Les corrections proposées dans chacun de nos modèles justifient des phénomènes expérimentaux opposés : les deux systèmes ne sont pas totalement équivalents.

6.1.2 Gouttes visqueuses

Puisque cette étude est menée à température ambiante, nous pouvons aussi varier la viscosité du liquide, sans craindre qu'il ne s'évapore et que sa composition change au cours du temps. Les expériences sont réalisées avec des gouttes de viscosité 50 à 1000 mPa.s, à l'aide de mélanges d'eau et de glycérol. Nous mesurons de nouveau la vitesse terminale de descente de la goutte en fonction des

paramètres R et α qui modifient la force motrice, le poids, et des paramètres H et λ qui modifient la friction. Cette vitesse terminale exprime l'équilibre entre les forces motrices et de friction.

Expériences

Les expériences nous donnent directement accès à la vitesse V en fonction de l'angle d'inclinaison α . Cela est tracé sur la figure 6.15(a). Cette fois, les valeurs de la vitesse ne semblent dépendre ni du volume (forme et couleur des symboles), ni de la profondeur de la plaque (symboles pleins ou vides). La ligne pointillée noire est une droite de pente 0.35, et d'ordonnée à l'origine -0,02 m/s, ce qui correspond à une abscisse à l'origine d'environ 3° . Cette valeur non nulle est le signe d'une petite adhésion : la plaque peut être inclinée jusqu'à 3° sans que la goutte ne bouge. L'étude de l'hystérésis fera l'objet du paragraphe 6.1.4.

Ce graphe $V(\alpha)$ permet de porter la force motrice, $F = \rho R^2 l_c g \sin \alpha$, en fonction de la vitesse terminale V , au graphe 6.15(b). On observe que les points s'alignent selon une loi d'échelle, mais contrairement aux gouttes d'eau, la pente vaut ici 1. Ceci suggère une dissipation d'origine visqueuse.

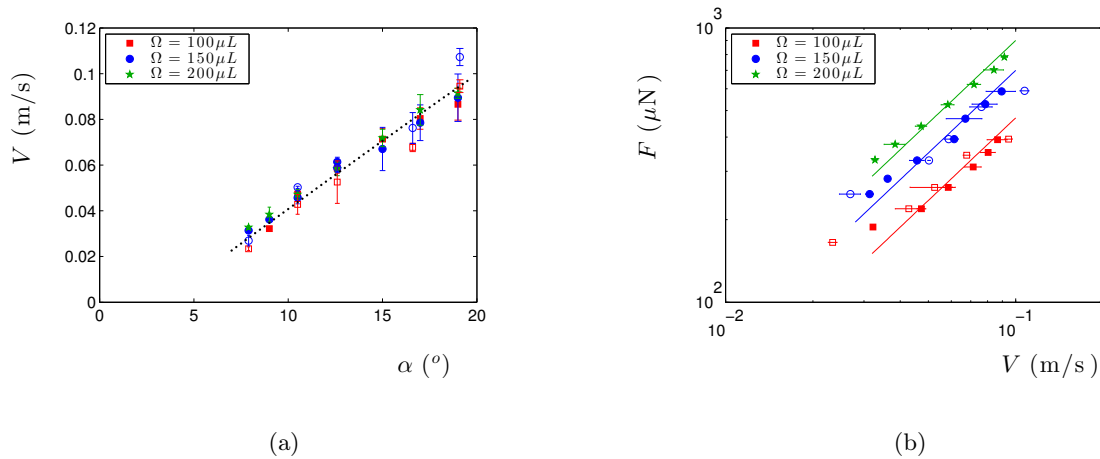


FIGURE 6.15 – (a) Vitesse V d'une goutte de viscosité $\eta = 100$ mPa.s, en fonction de l'angle α d'inclinaison de plaques de paramètres $\lambda = 3$ mm, $H = 220 \mu m$ (symboles pleins) ou $H = 350 \mu m$ (symboles vides). La ligne pointillée a pour équation $V = 0,35\alpha - 0,02$. (b) Force motrice F en fonction de la vitesse terminale V de la goutte; même code pour les symboles. Les droites rouge, bleue et verte ont pour coefficients respectifs $4,7 \cdot 10^3$, $7 \cdot 10^3$ et $9 \cdot 10^3$.

La vitesse est également indépendante de la profondeur des créneaux, comme le montre le graphe 6.16, ce qui n'était pas le cas avec l'eau. Toutes ces différences soulignent que la friction dans le système de gouttes visqueuses sur des créneaux n'est pas d'origine inertielle comme celle d'une goutte d'eau.

Friction visqueuse

Pour établir la loi qui régit la friction d'une goutte visqueuse, nous regardons d'abord précisément l'allure de sa descente. La série de photos 6.17 nous éclaire sur ce point. La goutte, de

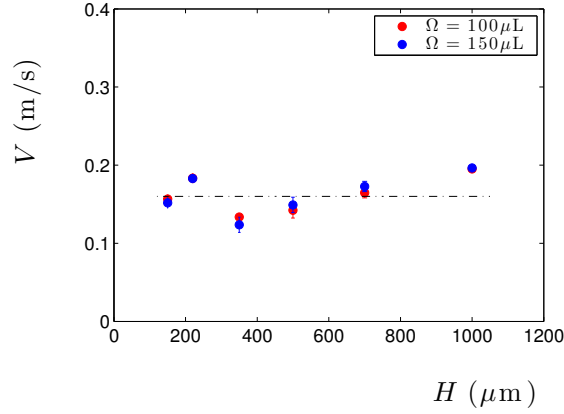


FIGURE 6.16 – Vitesse V d'une goutte de viscosité $\eta = 50$ mPa.s en fonction de la hauteur H des textures, pour un angle d'inclinaison $\alpha = 11,7^\circ$.

viscosité $\eta = 500$ mPa.s, garde une forme très globulaire, proche de celle qu'elle aurait au repos. Ceci est très différent de la forme d'une goutte d'eau lors de son dévalement sur les mêmes surfaces (figures 6.4, 6.9 ou 6.11). Ici le liquide n'entre presque pas dans les créneaux, ce qui pourrait expliquer pourquoi la vitesse est indépendante des paramètres de la texture. Des particules injectées dans le liquide mettent en évidence une rotation : elle s'effectue dans toute la goutte, aplatie par la gravité.

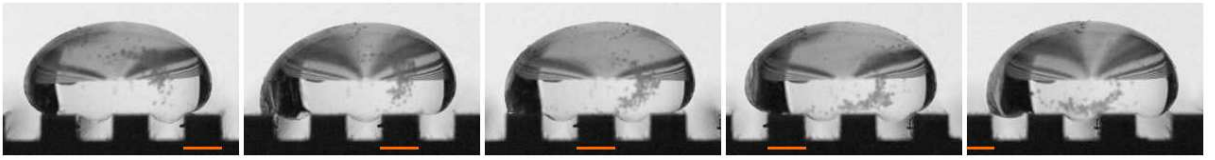


FIGURE 6.17 – Goutte de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, de viscosité $\eta = 500$ mPa.s, qui dévale une plaque avec des textures de hauteur $H = 1$ mm espacées de $\lambda = 3$ mm, inclinée à $11,5^\circ$. L'intervalle entre deux images est 0,1 s. Les barres oranges soulignent le même créneau sur chacune des images. Des particules de $100 \mu\text{m}$ de diamètre, qui n'influencent pas la dynamique de la goutte, ont été saupoudrées à sa surface pour illustrer les mouvements.

Le graphe 6.15(b), qui montre la proportionnalité entre la force motrice F et la vitesse terminale V de la goutte, suggère une dissipation visqueuse. Les photos 6.17 mettent en avant les variations de vitesse au sein de la goutte : le gradient s'étend sur l'épaisseur de cette dernière, et varie donc comme V/l_c . La friction visqueuse s'applique à la goutte entière, soit sur une surface d'ordre R^2 . Ceci conduit à la force de friction visqueuse :

$$F_\eta \sim \eta \frac{V}{l_c} R^2 \quad (6.7)$$

Cette force est bien proportionnelle à la vitesse, et en l'équilibrant au poids, la force motrice, on trouve :

$$V \sim \frac{\gamma\alpha}{\eta} \quad (6.8)$$

Cette loi est très simple, et dépend naturellement de α , l'angle d'inclinaison de la plaque. C'est d'ailleurs le seul signe de la gravité : g n'apparaît pas dans cette équation. La vitesse V est inversement proportionnelle à la viscosité η du liquide, ce qui est habituel dans les phénomènes visqueux. Comme attendu, la vitesse V est indépendante de la taille R de la goutte, et elle n'est pas affectée par les paramètres de la plaque H et λ . Nous avons confronté cette loi aux mesures expérimentales, réalisées sur toutes sortes de plaques, et pour différentes viscosités. Les résultats font l'objet de la figure 6.18 et montrent un accord très satisfaisant. La ligne pointillée noire, de pente 1, est ajustée aux données expérimentales grâce à un coefficient 0.4, de l'ordre de l'unité.

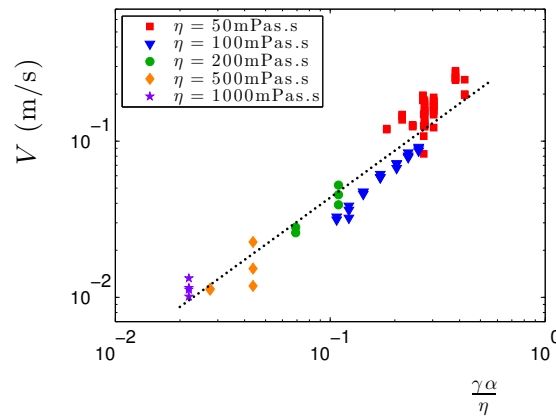


FIGURE 6.18 – La vitesse terminale V est comparée à la valeur prédite par la loi 6.8. La ligne pointillée noire, de pente 1, a pour coefficient numérique 0,4.

La vitesse des gouttes visqueuses ne dépasse pas 0,2 m/s. Au paragraphe précédent, nous avons déterminé une vitesse caractéristique, $V^* = 2\sqrt{g\ell_c} \approx 0,3$ m/s. Des gouttes plus rapides voient leurs bourrelets se déformer dynamiquement et entrer profondément dans les interstices. Ici, les gouttes visqueuses ont toutes une vitesse $V < V^*$. On comprend alors qu'elles ne sont jamais déformées dynamiquement et n'entrent pas dans les textures. Ceci est visible sur les images 6.17, où seul un petit bourrelet d'environ $\delta \approx 0,2$ mm se forme.

6.1.3 Serpents de transition

Nous avons présenté au paragraphe 6.1.1 les phénomènes liés à la descente d'une plaque super-hydrophobe et macro-texturée par une goutte d'eau, et au paragraphe 6.1.2, le cas d'une goutte visqueuse. Ces deux situations sont extrêmes : d'un côté nous avons une dissipation purement inertielle, et de l'autre un phénomène purement visqueux. Nous nous sommes intéressés à la transition entre ces deux régimes. Souvent, le passage d'un phénomène inertiel à visqueux se fait de façon

continue. Ici cependant, l'observation de gouttes de viscosités intermédiaires nous a réservé quelques surprises, à commencer par leur aspect.

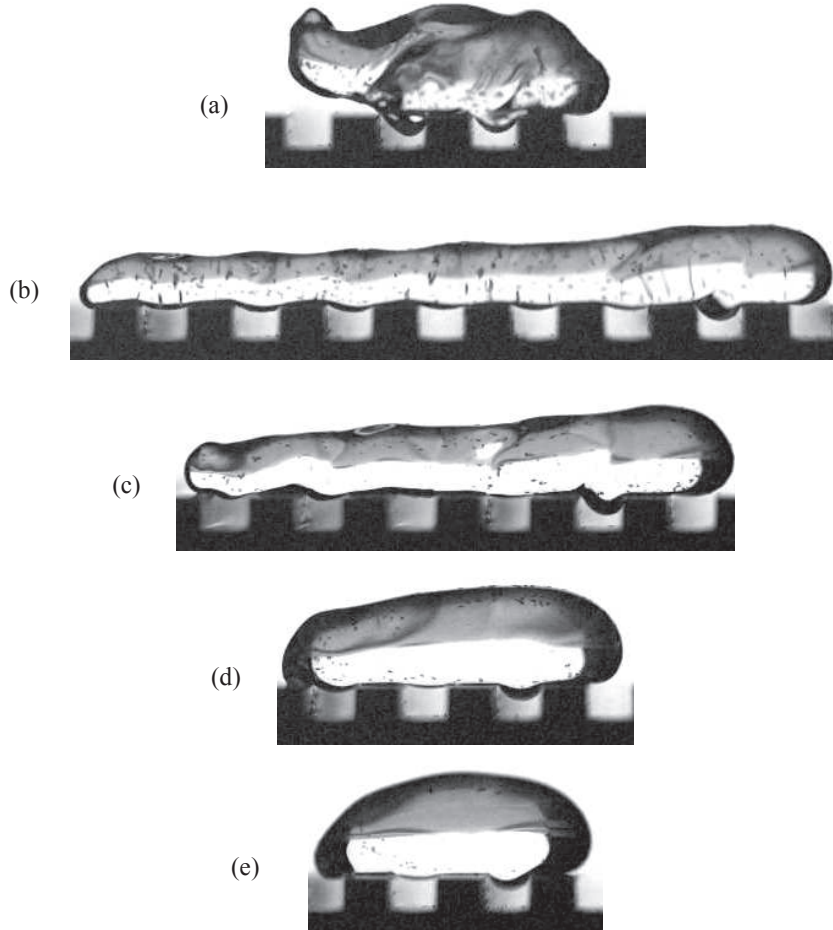


FIGURE 6.19 – Gouttes visqueuses de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, qui dévalent vers la droite un plan superhydrophobe incliné à $12,4^\circ$, avec des macro-textures de hauteur $H = 1 \text{ mm}$ espacées de $\lambda = 3 \text{ mm}$. (a) $\eta = 2 \text{ mPa.s}$; (b) $\eta = 3 \text{ mPa.s}$; (c) $\eta = 5 \text{ mPa.s}$; (d) $\eta = 20 \text{ mPa.s}$; (e) $\eta = 30 \text{ mPa.s}$.

La figure 6.19 illustre des gouttes de différentes viscosités qui dévalent une même surface. (Des petites particules se trouvent à la surface de certaines gouttes, pour mettre en valeur leurs mouvements, et ne dérangent en rien leur comportement.) La goutte (a), de viscosité $\eta = 2 \text{ mPa.s}$, a une forme très proche de celle d'une goutte d'eau, et la goutte (e), de viscosité $\eta = 30 \text{ mPa.s}$, a une forme qui ressemble à la goutte de la figure 6.17 (de viscosité $\eta = 500 \text{ mPa.s}$). Les situations intermédiaires sont très surprenantes : on observe un allongement immense ! Du « têtard » à très faible viscosité, on passe par le « serpent » pour aboutir à des « perles » lorsque la viscosité est élevée.

La goutte (a) ($\eta = 2 \text{ mPa.s}$) montre deux petits bourrelets, comme pour les gouttes d'eau, qui entrent dans les canaux et se cognent aux murs. La goutte (b), de viscosité $\eta = 3 \text{ mPa.s}$, subit

une élongation très impressionnante. Un bourrelet apparaît dans le premier canal recouvert ; lorsque la goutte avance, il tend à disparaître. Ce comportement s’amplifie chez les gouttes suivantes, de plus en plus visqueuses, pour aboutir aux gouttes au comportement purement visqueux qui ne se déforment plus dynamiquement.

Nous avons relevé de façon systématique la vitesse terminale de gouttes de viscosités variées, et mesuré de même leur élongation, à différents angles. Le graphe 6.20 présente le rayon maximal d’allongement d’une goutte, L_{drop} , en fonction de la vitesse de cette dernière, pour différentes viscosités. La force motrice est identique dans tous les cas : même volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, même angle d’inclinaison $\alpha = 12^\circ$; les paramètres de la plaque superhydrophobe sont aussi gardés constants sur toutes les expériences : $H = 1 \text{ mm}$ et $\lambda = 3 \text{ mm}$.

Regardons tout d’abord le graphe sans nous soucier de la valeur de l’élongation L_{drop} : lorsque la viscosité diminue (la couleur des points passe du rouge au vert), la vitesse augmente. Cette augmentation n’est pas monotone : dans un premier temps (des couleurs rouge à marron, *i.e.* jusque vers 5 – 10 mPa.s) la vitesse augmente nettement chaque fois qu’on diminue la viscosité. Ceci est cohérent avec l’expression de la vitesse en régime visqueux, $V \propto 1/\eta$. Puis, des couleurs marron à vert, *i.e.* de 5 – 10 mPa.s jusqu’à l’eau, la vitesse reste constante, autour de 0,53 m/s. Si V est indépendant de la viscosité, c’est qu’on est dans un régime inertiel. Ce graphique nous permet donc de déterminer avec précision le moment de la transition entre les deux régimes, inertiel et visqueux. Ici, la transition se fait autour de 10 mPa.s.

Cependant, changer la viscosité a aussi un effet sur la forme de la goutte, comme nous l’avons signalé précédemment. Lorsque la viscosité augmente légèrement (points verts à marron), ce graphe 6.20 montre que la goutte s’allonge jusqu’à atteindre un maximum pour η autour de 3 à 5 mPa.s. Au-delà, lorsque la viscosité continue d’augmenter (points marron à rouges), la goutte rétrécit.

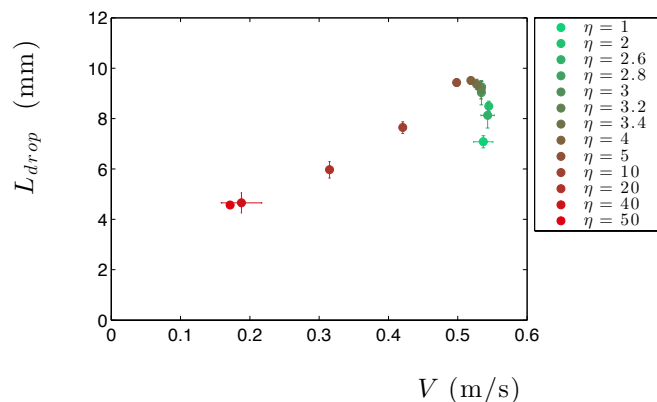


FIGURE 6.20 – Taille maximum d’élongation d’une goutte L_{drop} en fonction de sa vitesse V , pour différentes viscosités η (code couleur ; l’unité est le mPa.s). Les gouttes ont un volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, et dévalent une surface texturée avec $H = 1 \text{ mm}$ et $\lambda = 3 \text{ mm}$, inclinée de 12° .

Cet effet de la viscosité sur la taille peut s'expliquer par la vitesse. Lorsque η est élevé (points rouges), la goutte est en régime visqueux et roule lentement ($V \propto 1/\eta$). Puisqu'elle a une vitesse faible, sa forme est relativement stable et proche de celle qu'elle aurait au repos : nous observons des gouttes compactes et ramassées, dont les bourrelets entrent peu dans les créneaux. Lorsque la viscosité diminue (points rouges à marron), la vitesse augmente, et la compétition entre les effets inertiels et visqueux dans la goutte produit un allongement dynamique. Enfin, lorsque η devient très faible (points verts), les phénomènes visqueux disparaissent et on s'attend alors à un rétrécissement de la goutte.

L'effet de la viscosité sur la taille de la goutte peut aussi être présenté selon l'angle d'inclinaison de la plaque α , plutôt qu'en fonction de la vitesse V . Le graphe 6.21 présente le rayon maximal d'allongement d'une goutte R_{goutte} , en fonction de sa viscosité η , pour 6 angles entre 6° et 20° . De nouveau, l'allongement de la goutte augmente rapidement dès que la viscosité est augmentée. Il décroît plus lentement, à partir de 10 mPa.s.

À viscosité donnée, une goutte s'allonge systématiquement en fonction de l'angle. Pour l'eau, l'augmentation de taille est de l'ordre de 30%. La longueur varie jusqu'à 120% pour les viscosités intermédiaires, et de 80% environ à plus forte viscosité. Cet effet peut s'expliquer par la vitesse des gouttes. À viscosité fixée, $V \propto \alpha$ (ou $V \propto \alpha^{1/2}$ dans le cas inertiel) : la vitesse croît avec l'angle, de même que l'allongement. La vitesse des gouttes de $\eta = 5 - 10$ mPa.s est plus élevée que celle des gouttes visqueuses, ce qui justifie une élongation plus grande.

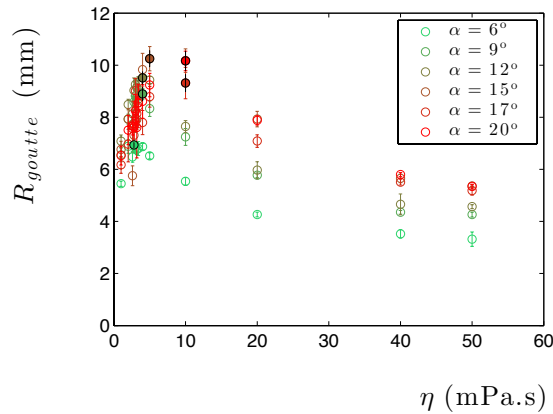


FIGURE 6.21 – Rayon maximum d'élongation R_{goutte} en fonction de la viscosité η , pour différents angles α (couleurs). Les gouttes ont un volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$, et dévalent une surface texturée avec $H = 1 \text{ mm}$ et $\lambda = 3 \text{ mm}$. Les points pleins et cerclés de noir indiquent le maximum d'élongation pour chacun des angles étudiés (la légende indique le code couleur).

Pour chaque angle, le maximum d'élongation R_{goutte} en fonction de la viscosité est signalé par un symbole plein, cerclé de noir. Tous ces maxima sont dans la zone entre 3 et 10 mPa.s. Lorsque l'inclinaison α augmente (l'angle passe du vert au rouge), le maximum se trouve décalé vers des vis-

cosités légèrement plus élevées. En effet, à angle fixé, toutes les gouttes vont à la même vitesse, tant que $\eta = 1 - 5$ mPa.s (graphe 6.20). Leur allongement résulte de la compétition entre la dissipation visqueuse et l'inertie. Si la vitesse est plus grande (α augmente), l'inertie est plus importante et il faut regarder vers des viscosités plus élevées pour conserver le même équilibre.

En fin de compte, si la transition des régimes de friction inertielle à visqueuse se décèle bien dans les variations de vitesse (graphe 6.20), on la détecte de façon plus directe par la simple observation de l'allongement de la goutte (figures 6.19, 6.20 et 6.21).

Les mesures présentées ci-dessus nous permettent enfin de tracer un graphe désormais plus familier, celui de la force motrice F en fonction de la vitesse terminale des gouttes. Nous superposons au graphe 6.22 les résultats de certaines des viscosités intermédiaires étudiées. Lorsque la viscosité est faible (points verts), les points s'alignent suivant une loi d'échelle, de pente 2, signe de phénomènes inertiels, comme expliqué à la partie 6.1.1. Lorsque la viscosité est élevée (points roses), les points s'alignent aussi suivant une loi d'échelle, mais de pente 1, signe d'une dissipation visqueuse, comme expliqué à la partie 6.1.2.

Entre les deux, certaines viscosités présentent deux pentes successives : pour $\eta = 10$ ou 20 mPa.s, lorsque les gouttes ont une vitesse faible, les points s'alignent suivant une pente 1. Lorsque la vitesse de la goutte augmente, au-delà de $V > 0,3$ m/s, on passe en régime inertiel.

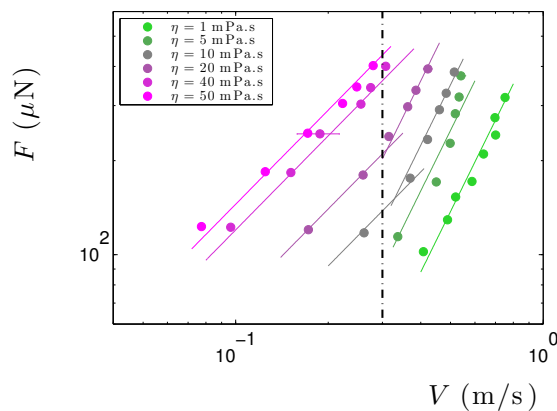


FIGURE 6.22 – Relation force F – vitesse V pour des gouttes de $100 \mu\text{L}$ de viscosité variable (voir code couleur), sur la plaque de paramètres $H = 1$ mm et $\lambda = 3$ mm. La ligne pointillée noire verticale indique $V = V^*$.

Ce graphe confirme plusieurs de nos observations précédentes : tout d'abord, il montre que la transition entre les régimes visqueux et inertiel a lieu autour de 10 et 20 mPa.s dans notre système, pour les vitesses étudiées. Et il confirme l'importance de la vitesse caractéristique $V^* = 2\sqrt{gl_c} \approx 0,3$ m/s pour distinguer l'influence de la viscosité de celle de l'inertie. Sa valeur est indiquée sur le graphe par la ligne verticale pointillée. On voit qu'elle sépare bien le graphe en deux zones, l'une où les pentes valent 1 (à gauche), et l'autre où elles valent 2 (à droite). Ainsi, on peut supposer que si

l'on arrivait à observer des gouttes d'eau très lentes, elles subiraient une friction visqueuse, tandis que des gouttes de viscosité élevée, lancées à des vitesses supérieures à V^* , suivraient un régime de friction inertielle.

6.1.4 Adhésion

Je remercie Martin Coux et Philippe Bourrianne pour leurs explications et leurs discussions pleines de bons conseils.

L'analyse au graphique 6.15(a) de la vitesse terminale V d'une goutte visqueuse en fonction de l'angle d'inclinaison de la plaque texturée α au paragraphe 6.1.2 a révélé l'existence d'une abscisse à l'origine. En effet, jusqu'à $\alpha = 3^\circ$, la goutte ne dévale pas et sa vitesse reste nulle. L'objet de ce paragraphe est de caractériser la valeur de l'adhésion de ces gouttes visqueuses, sur des plaques superhydrophobes décorées de créneaux millimétriques.

Expériences

L'expérience que nous avons menée est illustrée sur la figure 6.23. Le support superhydrophobe est d'abord placé à l'horizontale, et une goutte d'eau ou de mélange eau-glycérol de viscosité 50 ou 100 mPa.s est déposée dessus ; nous avons fait varier le volume Ω . L'angle α d'inclinaison de la plaque est graduellement augmenté. Une fois que la goutte se met en mouvement, c'est que son poids $\rho\Omega g \sin \alpha$ surpasse les forces d'adhésion qui la retiennent à la plaque. L'angle le plus faible où le liquide commence à dévaler est présenté dans nos résultats. Chaque expérience est réalisée au moins 5 fois.

Nous mesurons ici l'adhésion à vitesse nulle, qui est certainement plus élevée que celle d'une goutte en mouvement, situation dans laquelle nous avons toujours été placés jusqu'à présent.

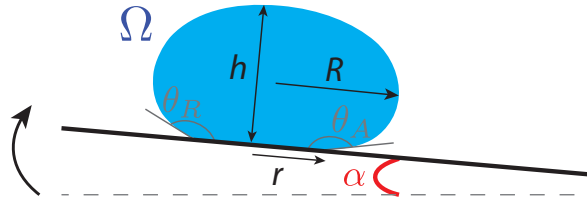


FIGURE 6.23 — Expériences de dévalement : une goutte de volume Ω et de viscosité 1, 50 ou 100 mPa.s est déposée sur la plaque, initialement horizontale. L'angle α est augmenté jusqu'à ce que la goutte se mette en mouvement. Elle se dissymétrise, formant à l'avant un angle θ_A et à l'arrière un angle θ_R . Son rayon est noté R , sa hauteur h et le rayon de contact r .

Nous réalisons ces expériences sur une plaque superhydrophobe « lisse », sans macro-défauts, et préparée comme une plaque texturée (même préparation de surface à l'atelier puis traitement superhydrophobe au Glaco). Nous comparons avec une plaque avec des créneaux de 1 mm de profondeur et de période 3 mm. Les résultats sont présentés aux graphes 6.24(a) et 6.24(b).

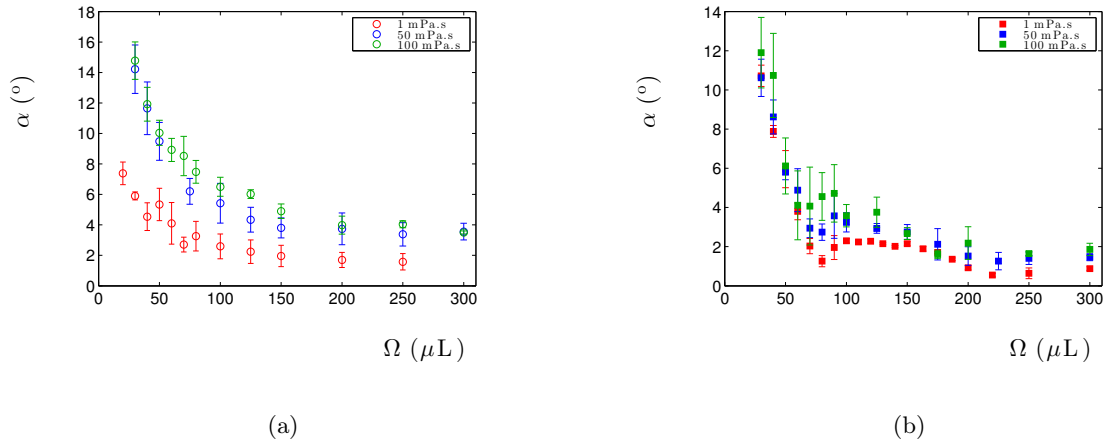


FIGURE 6.24 – Angle de dévalement α en fonction du volume Ω de gouttes d'eau (symboles rouges) ou de viscosité 50 mPa.s (symboles bleus) ou 100 mPa.s (symboles verts), sur des plaques superhydrophobes (a) « lisses » (*i.e.* sans macro-défaut) (b) macro-texturée, de paramètres $H = 1$ mm et $\lambda = 3$ mm.

Sur une plaque superhydrophobe sans macro-défauts, plus les gouttes sont petites, plus l'angle de dévalement est élevé. Cette tendance est globalement respectée sur une plaque avec des macro-textures, mais la courbe présente des anomalies : l'angle semble plus faible autour de 80 et 220 μL que pour les valeurs voisines. Pour $\Omega = 100$ μL , on relève $\alpha \approx 3 - 4^\circ$, ce qui correspond à l'abscisse à l'origine trouvée au graphe $V(\alpha)$ (figure 6.15(a)), pour des gouttes de viscosité $\eta = 100$ mPa.s. En outre, plus la viscosité du liquide est grande, plus l'angle minimum nécessaire pour observer une goutte rouler est grand, en particulier sur les plaques lisses

Modèle

Pour être en mesure de décrire l'adhésion de gouttes visqueuses sur des plaques crénelées, nous nous intéressons dans un premier temps aux plaques lisses, afin d'avoir un élément de comparaison.

Plaques superhydrophobes sans macro-défauts

Le graphe 6.24(a) nous donne accès au graphe 6.25, qui compare le sinus de l'angle de dévalement au volume des gouttes. En échelle logarithmique, les points s'alignent suivant une loi d'échelle, de pente $-1/2$.

Lorsqu'une goutte est posée sur une surface inclinée, et qu'elle ne dévale pas encore, c'est qu'elle est retenue par l'adhésion de sa ligne arrière. Comme illustré au graphe 6.23, la goutte se dissymétrise ($\theta_A \neq \theta_R$), et cela crée une force d'adhésion qui s'applique sur son demi-périmètre supérieur [157]. En notant r le rayon de contact de la goutte, la force s'exprime comme :

$$F = \gamma \pi r \Delta \cos \theta \quad (6.9)$$

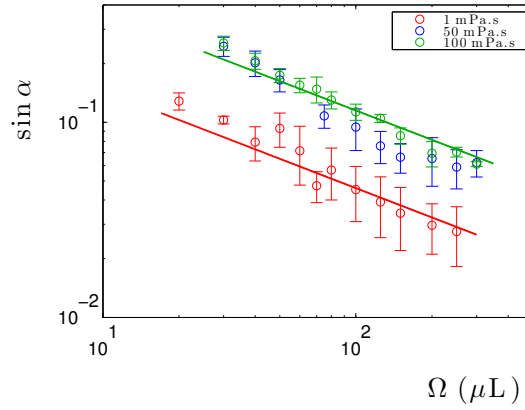


FIGURE 6.25 – Sinus de l’angle de dévalement pour différentes viscosités (couleurs des symboles) en fonction du volume Ω , sur des surfaces lisses et en coordonnées logarithmique. Les droites montrent la pente $-1/2$, et ont pour coefficients 0,46 (pour l’eau, en rouge) et 1,15 (pour les mélanges visqueux, en vert).

où $\Delta \cos \theta = \cos \theta_R - \cos \theta_A$ est l’hystérésis de l’angle de contact, qui quantifie l’adhésion d’une surface. Au moment du dévalement, le poids compense cette force qui maintient la goutte accrochée à la surface, ce qui conduit à l’expression du sinus :

$$\sin \alpha = \pi l_c^2 \frac{r}{\Omega} \Delta \cos \theta \quad (6.10)$$

Cette loi ne permet pas encore d’expliquer la dépendance en $\Omega^{-1/2}$ du sinus au graphe 6.25. Pour cela, nous regardons la relation entre le rayon de contact r sur la surface et le volume Ω de la goutte déposée. Comme les volumes que nous utilisons sont assez élevés, les gouttes sont déjà bien aplaties par la gravité : on s’attend à ce que leur volume évolue comme $R^2 l_c$. À l’aide de macrophotographies de gouttes sur la surface superhydrophobe lisse, nous évaluons les caractéristiques géométriques R (rayon de la goutte), r (rayon de contact sur la surface) et h (hauteur de la goutte) ; elles sont reportées au graphe 6.26 en fonction du volume Ω . Elles sont toutes croissantes avec le volume, même si la hauteur de la goutte tend à saturer. À 300 μL , h n’est pas encore égal à $2l_c$, mais s’en approche. Le rayon R de la goutte a un comportement similaire à r , qu’il surpasse de 1 mm en moyenne. On attend pour des grosses flaques $r \sim R \sim (\Omega/2\pi l_c)^{1/2}$.

La ligne bleue a pour équation $r = 0,23 \Omega^{1/2}$, et nous utiliserons cette valeur semi-empirique pour nos prochains calculs. Ce que montre cette équation, c’est donc $r \propto \Omega^{1/2}$. En injectant ce résultat dans l’équation 6.10, on aboutit alors à $\sin \alpha \propto \Omega^{-1/2}$, la tendance observée au graphe 6.25.

Nous connaissons maintenant les valeurs de tous les paramètres de l’équation 6.10, exceptée celle du $\Delta \cos \theta$. Sur le graphe 6.27, la loi 6.10 prédit que les points tracés selon $\frac{\Omega}{r}$ en fonction de $l_c^2 \frac{\pi}{\sin \alpha}$ vont s’aligner selon des droites de pente $\Delta \cos \theta$.

Nous mesurons ainsi pour l’eau $\Delta \cos \theta_W \approx 0,086$, pour le mélange eau – glycérol de viscosité 50 mPa.s, $\Delta \cos \theta_{50} \approx 0,24$ et pour le mélange de viscosité 100 mPa.s, $\Delta \cos \theta_{100} \approx 0,28$. Ces valeurs

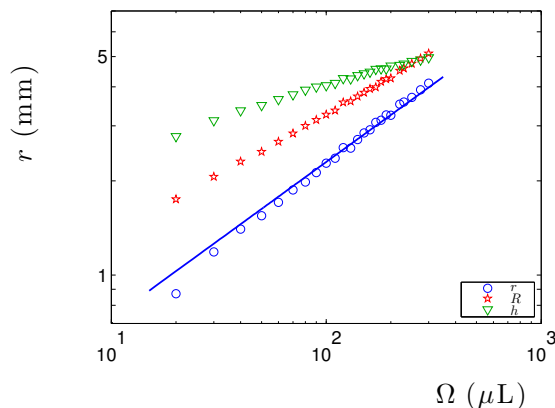


FIGURE 6.26 — Caractéristiques géométriques d’une goutte d’eau posée sur une surface superhydrophobe sans macro-textures en fonction du volume. r est le rayon de contact (cercles bleus), R le rayon à l’équateur de la goutte (étoiles rouges) et h la hauteur (triangles verts). La ligne bleue a une pente 1/2 et un coefficient 0,23.

sont basses, ce qui est caractéristique des états superhydrophobes, mais elles sont plus élevées que pour des lamelles de verre ou des wafers de silicium [175], où l’hystérésis vaut typiquement 0,04. Cependant, ces supports ont une rugosité beaucoup plus faible que la plaque d’aluminium surfacée que nous avons utilisée : des micro-rayures peuvent engendrer des obstacles de taille intermédiaire et sur lesquels le revêtement superhydrophobe tient moins bien ; cela engendre une adhésion légèrement supérieure.

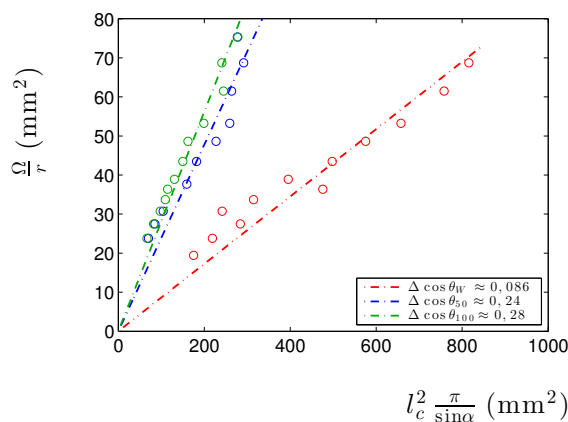


FIGURE 6.27 — Mesure de l’adhésion de gouttes sur une surface superhydrophobe lisse : le coefficient directeur des points issus de nos résultats expérimentaux, tracés selon la loi 6.10, est $\Delta \cos \theta$. Les points rouges sont les résultats pour l’eau, les points bleus pour le mélange visqueux à 50 mPa.s et les points verts pour le mélange à 100 mPa.s.

La caractérisation de l’adhésion sur une plaque lisse nous permet maintenant de nous intéresser aux phénomènes qui se passent sur une plaque macro-texturée.

Plaques superhydrophobes crénelées

La force d'adhésion sur une surface lisse s'applique sur une distance πr , le demi-périmètre arrière de la goutte. Lorsqu'une goutte est posée sur une surface macro-texturée, on voit plusieurs lignes de contact « arrière », qui pourraient participer à l'adhésion. Leur nombre varie en fonction du volume de la goutte ; plus elle est étalée, plus elle va recouvrir de canaux. Les lignes d'adhésion sont indiquées par les flèches sur la photo 6.28.

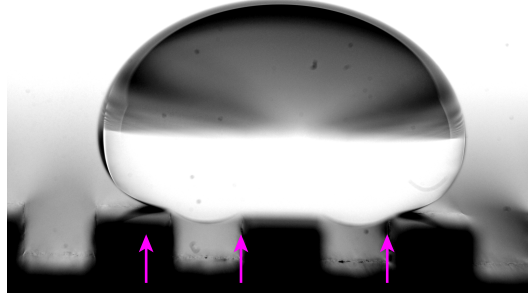


FIGURE 6.28 – Photographie d'une goutte d'eau de volume $\Omega = 150 \mu\text{L}$, posée sur une surface crénelée de paramètres $H = 1 \text{ mm}$ et $\lambda = 3 \text{ mm}$. Les flèches roses indiquent les lignes de contact arrière.

Ainsi, la goutte sur la photo 6.28 présente 3 lignes de contact arrière susceptibles de participer à l'adhésion, ce qui conduit à une force $F \approx \gamma 3r \Delta \cos \theta$. La figure 6.29 compare les résultats obtenus sur une plaque lisse et ceux sur une plaque texturée. La ligne noire indique le modèle pour une plaque lisse avec une ligne de contact égale au demi-périmètre de la goutte. La ligne de couleur en tirets-points a un coefficient numérique 1, celle en trait plein un coefficient 2 et celle en pointillés un coefficient 3. Les grosses gouttes recouvrent plus de créneaux que les petites : on s'attend à ce que leur adhésion soit mieux décrite par une ligne de coefficient plus grand que pour une petite goutte.

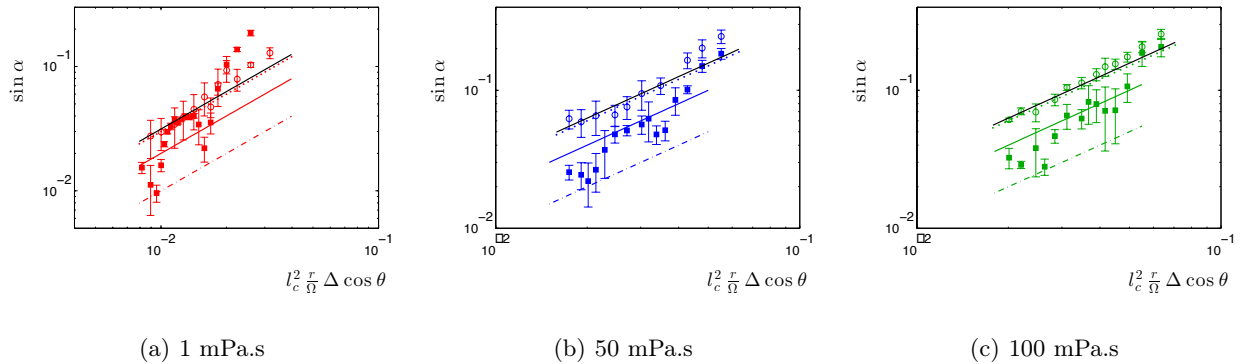


FIGURE 6.29 – Sinus de l'angle de dévatement en fonction de son expression théorique. Les cercles représentent les expériences menées sur une plaque sans macro-texture, et les carrés pleins les expériences sur des créneaux. La ligne noire montre l'équation 6.10, soit une pente 1 et un coefficient numérique π . La ligne de couleur en tirets-points a un coefficient numérique 1, celle en trait plein 2 et celle en pointillés un coefficient 3.

On voit que ces trois lignes sont capables de décrire les variations du sinus de l'angle de dévalement. Chaque fois, les valeurs du sinus pour les expériences sur des textures sont plus petites que celles sur surface plane, ce qui correspond à un angle α de dévalement plus petit.

Les plus grosses gouttes ont plus de lignes de contact avec la surface crénelée que les plus petites : les valeurs de leurs sinus devraient donc être les plus grandes, approchées par les lignes de coefficients numériques les plus élevés. Ce n'est pourtant pas ce qui est remarqué sur les graphiques : comme $\sin \alpha \propto \Omega^{-1/2}$, les plus gros volumes sont sur la gauche des graphes. Dans cette région, les points sont entre les lignes de coefficient 1 et 2. C'est sur la droite des graphes que l'on trouve les points les plus proches de la ligne de coefficient 3.

Ceci va donc à l'encontre de ce que nous avons pensé. Additionner le nombre de lignes de contact sous la goutte, pour estimer la contribution totale à la force d'adhésion, ne décrit pas le système.

La photo 6.28 montre les petits bourrelets statiques, de taille de l'ordre de $\lambda^2/l_c \approx 0,2$ mm. Ces petits bourrelets pourraient contribuer à la stabilisation de la goutte en créant un petit frein gravitationnel. Mais comme l'adhésion sur les surfaces texturées est plus faible que sur les surfaces planes, on en déduit qu'il ne s'agit pas d'un frein majeur.

Pour expliquer la différence d'adhésion entre les deux types de surfaces, nous procédons maintenant différemment : en s'inspirant d'expériences d'avancée et de reculée de la ligne de contact à l'échelle microscopique sur des surfaces superhydrophobes à piliers [176, 37], nous ne considérons plus que la ligne de contact arrière de la goutte. Les bourrelets sont simplement une zone qui ne contribue pas à l'adhésion. La force d'adhésion est donc modifiée d'un facteur Φ_S , la fraction surfacique sous la goutte, et devient $F = \Phi_S \gamma \pi r \Delta \cos \theta$.

Sous une goutte de diamètre $2R$, on compte N murs, d'épaisseur $\lambda/2$. Les lignes horizontales pointillées noires de la figure 6.30(a) montrent les valeurs du rayon des gouttes R pour $N = 2, 3, 4, 5$ ou 6 (il s'agit de la même figure que 6.26).

La table 6.1 référence les valeurs de N et de Φ_S , la fraction surfacique de solide sous la goutte correspondante (estimée sur le schéma 6.30(b)), ainsi que le volume correspondant Ω_c . Ce dernier est relevé pour les différentes valeurs de N sur le graphe 6.30(a) à l'intersection des étoiles avec les lignes horizontales noires.

N	2	3	4	5	6
Φ_S	1/2	1/3 ou 2/3	1/2	2/5 ou 3/5	1/2
Ω_c (μL)	-	37	80	141	220

TABLE 6.1 — Valeurs de la fraction surfacique Φ_S de solide recouverte par une goutte (entière) lorsque son rayon R vaut N demi-périodes. Ω_c est le volume correspondant.

On peut se demander pourquoi utiliser ici R , le rayon de la goutte, plutôt que r , le rayon de contact. C'est en effet sur r que l'adhésion va se passer. Mais il se trouve que les volumes décrits par

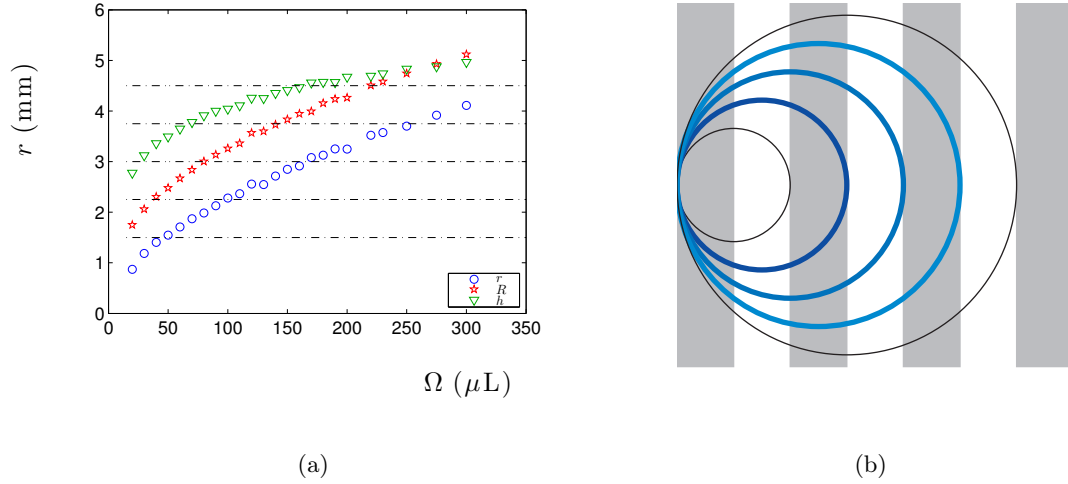


FIGURE 6.30 – (a) Rayon de contact r (cercles bleus), rayon R (étoiles rouges) et hauteur h (triangles verts) d’une goutte d’eau en fonction de son volume, déposée sur une surface superhydrophobe. Les lignes horizontales noires indiquent les valeurs pour lesquelles $R = \frac{1}{2}N\frac{\lambda}{2}$ (mêmes données que le graphe 6.26). (b) Schéma en vue de dessus d’une goutte de volume variable, posée sur des créneaux (en gris). Les lignes correspondant à $N = 3, 4$ et 5 sont plus épaisses.

Ω_c , relevés à partir de R , correspondent exactement aux volumes où l’adhésion baisse brusquement sur le graphe 6.24(b). Les volumes obtenus par $r = N\frac{\lambda}{4}$ donnent des valeurs qui ne correspondent à rien de particulier.

Ainsi, les variations dans l’adhésion que montre la courbe 6.24(b) sont dues à une reconfiguration de la goutte sur les créneaux. Les plus grandes variations ont lieu autour de 80 et 220 μL , ce qui correspond aux passages de $N = 4$ à 5 et $N = 6$ à 7 . Dans les deux cas, on passe d’un nombre pair de demi-périodes, où il y a autant de murs que de canaux, à un nombre impair de périodes, où deux configurations sont possibles. Les reconfigurations sont gérées par le poids de la goutte, donc par R plutôt que r . On pourrait penser que lorsque N est impair, la fraction surfacique Φ_S adoptée par le système est la plus faible possible, ce qui serait justifié par l’abaissement gravitationnel offert par les petits bourrelets. Cependant, aux graphes 6.31, nous avons choisi systématiquement la fraction la plus élevée (les barres d’erreur représentant la variation possible d’une valeur à l’autre), ce qui permet d’aligner beaucoup mieux les données : la goutte adhère plus sur les murs que dans les creux.

Les graphes 6.31 montrent le sinus de l’angle de dévalement α en fonction de son expression théorique. Pour les expériences réalisées sur une plaque lisse, $\Phi_S = 1$. En revanche, pour les résultats sur les plaques texturées, nous avons utilisé les valeurs de Φ_S de la table 6.1. L’accord des données expérimentales pour les courbes visqueuses avec la théorie est cette fois bien meilleur.

Les résultats pour l’eau sont cependant moins bons, même si les points qui correspondent aux pics de faible adhésion sont maintenant sur la courbe théorique. Les autres points étaient déjà très proches de la ligne théorique au graphe 6.29(a), sans aucune modification de la formule par la fraction surfacique. En ajoutant cette dernière, les points s’éloignent donc de la théorie. Par ailleurs,

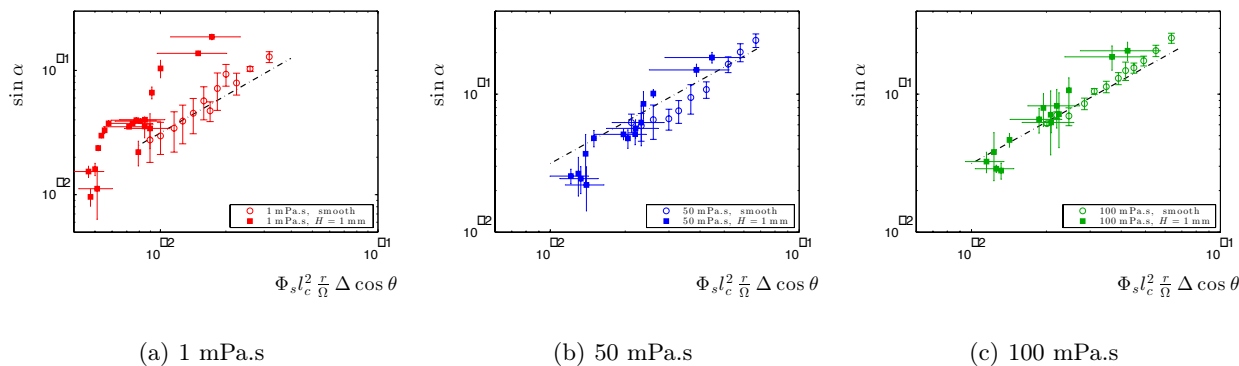


FIGURE 6.31 — Sinus de l'angle de dévalement en fonction de son expression théorique, prenant en compte la fraction surfacique Φ_S de solide sous la goutte. Les cercles représentent les expériences menées sur une plaque sans macro-texture, et les carrés pleins les expériences sur des créneaux. La ligne noire montre l'équation 6.10, avec un coefficient numérique π .

les valeurs de α à petit volume de goutte sont plus élevées que celles sur une surface lisse, même sans modification de la formule par Φ_S . Ce résultat reste inexpliqué. Il semble donc que l'eau adhère presque autant sur les plaques avec ou sans macro-textures, alors qu'il y a une différence notable pour les liquides visqueux.

Le raisonnement que nous avons mené ici simplifie le problème, dans la mesure où nous ramenons la force d'adhésion de la goutte à sa projection sur l'axe de dévalement, lorsque nous introduisons la fraction surfacique. Et pourtant, localement, la force d'adhésion ne se comporte pas de façon homogène [157]. Ces variations pourraient aider à affiner le modèle.

6.2 Créneaux asymétriques

Nous avons jusqu'à présent varié essentiellement les paramètres de la goutte, son rayon R en particulier, ainsi que α pour modifier la force motrice. Pour jouer sur la force de friction, nous avons changé H , et dans une moindre mesure aussi λ , en ne considérant que le cas où les murs ont la même dimension que les canaux.

Ici, nous nous penchons sur la situation où les créneaux sont asymétriques. L'épaisseur des murs est fixée à 1,5 mm (ce qui correspond l'épaisseur des murs des créneaux réguliers avec $\lambda = 3$ mm, *ie* le cas le plus utilisé auparavant). La largeur des canaux est adaptée à la taille de la goutte : un espacement spécifique correspond donc à chaque volume. La table 6.2 en fait le bilan.

Ω (μL)	25	60	100	150	200
λ (mm)	1,5 + 4	1,5 + 6	1,5 + 8	1,5 + 10	1,5 + 12

TABLE 6.2 — Volume Ω choisi pour chaque plaque d'espacement λ spécifique.

Les murs ont tous une hauteur $H = 1$ mm. En nous inspirant des expériences précédentes, nous avons étudié le cas de gouttes d'eau qui dévalent ces surfaces, et aussi celui des gouttes de viscosité plus élevée. Il y a ici moins de murs contre lesquels la goutte peut cogner. On s'attend donc à ce que la friction soit plus faible, et les vitesses plus élevées.

6.2.1 Gouttes d'eau

L'expérience est la même qu'au paragraphe 6.1.1, seul l'espacement des canaux change. Nous présentons donc en premier lieu le graphe de la vitesse terminale V en fonction de l'angle α .

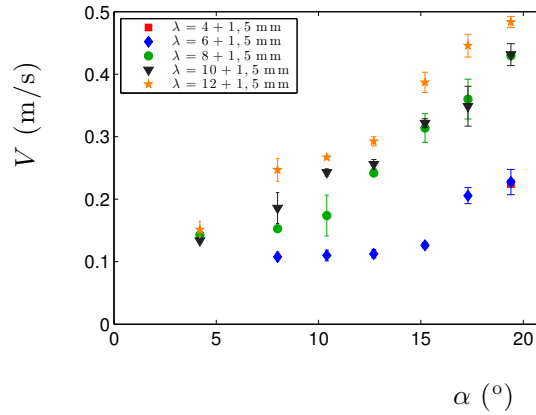


FIGURE 6.32 – Vitesse terminale V de gouttes sur des plaques texturées, en fonction de l'angle d'inclinaison α . L'espacement des crêneaux λ varie, et le volume correspondant des gouttes aussi (voir la table 6.2).

À α fixé, la vitesse terminale des gouttes augmente lorsque λ augmente (graphe 6.32). Cela est lié au fait que la goutte est de plus en plus grosse, donc sa force motrice est de plus en plus élevée. De nouveau, la vitesse dépend de la taille de la goutte. En revanche, au graphe 6.2(a) qui présente la vitesse terminale d'une goutte d'eau V en fonction de α , on observait une dépendance en racine carrée. Ici, il est beaucoup plus difficile de tirer des conclusions.

Par ailleurs, il n'y a qu'un seul point expérimental pour la plaque $\lambda = 4 + 1,5$ mm (carré rouge), qui correspond à une goutte de 25 μ L, obtenu à un angle élevé de 19° . La goutte semblait bloquée par les textures, profondes de 1 mm : son poids ne lui permettait pas de passer par dessus les murs et de dévaler. Il faut attendre un angle très élevé pour commencer à observer la descente. Le même genre de remarque s'applique aux gouttes sur $\lambda = 6 + 1,5$ mm (losanges bleus) : jusqu'à $\alpha \approx 17^\circ$, la vitesse terminale V est constante, autour de 0,1 m/s.

L'énergie gravitationnelle nécessaire pour passer un mur vaut $\rho\Omega gH$. En la comparant à l'énergie cinétique de la goutte, on trouve qu'il faut une vitesse minimale pour franchir l'obstacle $V^c = \sqrt{2gH} \approx 0,14$ m/s. Si $V < V^c$, alors la goutte reste bloquée par le mur : elle est face à un piège gravitationnel. C'est ce qui empêche les plus petites gouttes de dévaler la plaque $\lambda = 4 + 1,5$ mm :

sitôt un mur passé, le liquide n'a pas le temps d'accélérer de nouveau qu'arrive un autre obstacle. Dans le cas des gouttes légèrement plus grosses, correspondant à la plaque $\lambda = 6 + 1,5$ mm, la vitesse stagne autour de V^c , juste assez pour les faire passer par-dessus le mur, mais trop faible pour leur permettre d'accélérer. Lorsque l'angle devient assez élevé, la goutte arrive enfin à s'affranchir de ce piège, et sa vitesse décolle.

La vitesse varie entre 0,1 et 0,5 m/s alors qu'au graphe 6.2(a) elle va de 0,1 à 0,8 m/s. La goutte est donc contre toute attente plus lente dans ce système, même si les chocs contre les murs sont moins nombreux. Nous proposons une explication par la valeur de H_{eff} . En effet, auparavant, l'eau ne pouvait pas entrer intégralement dans les canaux et ne cognait que partiellement contre les murs. Il y avait donc des chocs rapprochés, mais pas totalement efficaces. Maintenant, les canaux sont conçus pour que la goutte y entre entièrement. Cela signifie que le choc a lieu sur toute la hauteur du mur. Par ailleurs, il n'y a pas qu'un bourrelet qui est décéléré dans le choc, mais toute la masse qui arrive contre le mur, c'est-à-dire la majeure partie de la goutte. Estimer précisément cette masse est délicat, mais la figure 6.33 illustre nos propos. On voit une goutte arriver très aplatie pour cogner (à la troisième image) contre toute la hauteur du mur. L'obstacle arrête sa course, et elle se met à rouler par-dessus, le bas étant bloqué et à l'arrêt au niveau du mur. Le reste de la goutte « s'envole » au-dessus du mur, et la goutte prend une forme de roue, qui s'amincit sur les images suivantes (voir l'image 6.38). La roue finit par s'écraser dans la rainure suivante, avant de heurter un nouveau mur.



FIGURE 6.33 – Goutte de volume $\Omega = 100 \mu\text{L}$ sur une plaque $\lambda = 8 + 1,5$ mm, inclinée à $\alpha = 12,4^\circ$. La goutte a une viscosité $\eta = 10$ mPa.s. L'intervalle de temps entre deux photos vaut 3,8 ms et la barre d'échelle indique 2 mm.

Nous proposons de comparer les nouvelles données au modèle précédent, dans lequel les gouttes d'eau perdent de leur énergie cinétique à cause de chocs inertiels contre les textures. Le graphe 6.34 présente la superposition des résultats de toutes les expériences, en gardant le code couleur précédent. Les nouvelles données sont tracées en orange (couleur pour $H = 1$ mm) et l'espacement de leurs murs λ est spécifié dans la légende.

Les points s'alignent globalement de façon satisfaisante autour de la même pente que précédemment. À très faible vitesse toutefois, les gouttes tombent dans le piège gravitationnel formé par les murs, et leur vitesse sature autour de 0,1 m/s, avant d'augmenter et de rattraper la droite maîtresse. Cet alignement suggère que la masse qui heurte le mur et perd de la vitesse est dans les mêmes proportions que celles d'un bourrelet.

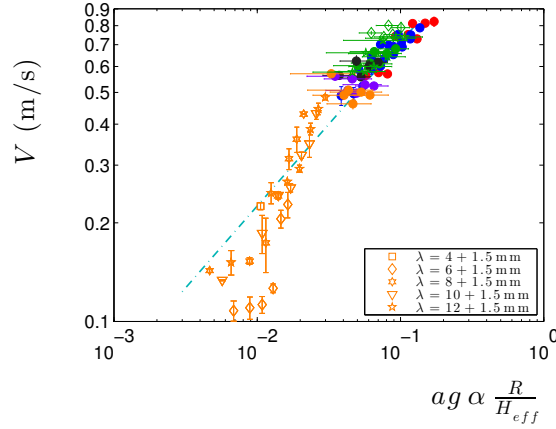


FIGURE 6.34 – Vitesse terminale V de gouttes sur des plaques texturées, en fonction de l'expression théorique donnée par la loi 6.5. La ligne pointillée bleue montre la pente $1/2$ et a un coefficient numérique 2,25.

6.2.2 Gouttes visqueuses

Maintenant que nous avons vérifié que les gouttes d'eau suivent la même dynamique qu'avant, nous nous penchons sur le cas des gouttes visqueuses. La vitesse critique nécessaire pour passer au-dessus d'un mur après y avoir cogné est $V^c = \sqrt{2gH} \approx 0,1$ m/s, assez proche de $V^* = 2\sqrt{gl_c} \approx 0,3$ m/s qui séparait régimes visqueux et inertiels. Dans le système précédent où les canaux et murs sont de la même taille, la goutte visqueuse ne pouvait pas entrer intégralement dans les interstices, mais roulait au-dessus des textures. Ici, elle est contrainte à faire face au mur ; on imagine que deux situations peuvent se présenter : soit elle cogne contre l'obstacle, soit la goutte visqueuse roule par-dessus. Nous départageons expérimentalement ces suppositions.

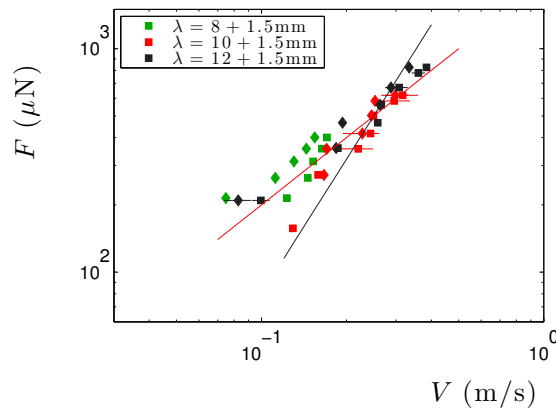


FIGURE 6.35 – Force motrice F en fonction de la vitesse terminale V de gouttes sur des plaques texturées. Les couleurs indiquent l'espacement des créneaux (et par la même occasion le volume des gouttes). Les carrés montrent les résultats des gouttes de viscosité $\eta = 50$ mPa.s et les losanges $\eta = 100$ mPa.s. La droite noire a une pente 2 et la droite rouge une pente 1.

Le graphe 6.35 présente les résultats de la force de friction F en fonction de la vitesse terminale V pour des gouttes de 50 et 100 mPa.s, qui dévalent des plaques de $\lambda = 8, 10$ et $12 + 1,5$ mm.

Sur ce graphe, la droite rouge a une pente 1, qui correspond à un scénario visqueux, et la droite noire a une pente 2, signature d'un scénario inertiel. Il n'est pas évident de discriminer la meilleure allure. Pour cela, nous superposons ces nouveaux résultats au graphe précédent 6.18, qui suivait la loi 6.8 établie pour les gouttes visqueuses. Le résultat est montré sur la figure 6.36.

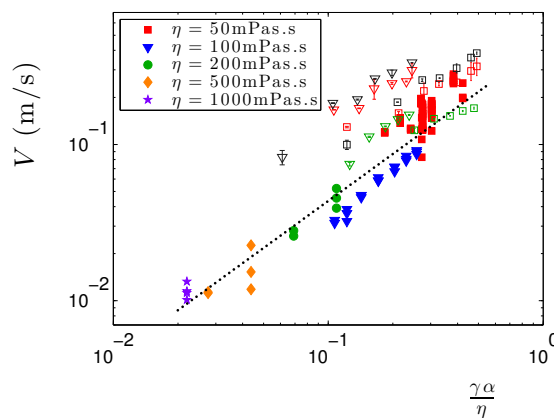


FIGURE 6.36 – Vitesse expérimentale V en fonction de son expression théorique donnée par la loi 6.8. Les nouvelles données sont tracées en symboles creux, les formes correspondent aux viscosités (carré : 50 mPa.s, triangles : 100 mPa.s). Les couleurs suivent un autre code : vert, $\lambda = 8 + 1,5$ mm ; rouge : $\lambda = 10 + 1,5$ mm ; noir : $\lambda = 12 + 1,5$ mm.

L'accord de ces nouveaux résultats (en symboles creux) avec les précédents est assez mauvais. Il ne semble donc pas que les gouttes de viscosité jusqu'à 100 mPa.s suivent un régime de friction visqueuse dans cette configuration des textures. Nous avons suggéré au graphe 6.35 avec la ligne noire, de pente 2, que les données peuvent aussi suivre un régime de friction d'origine inertielle. C'est la comparaison que nous tentons sur le graphe 6.37. Ici, les résultats des gouttes visqueuses, indifféremment 50 ou 100 mPa.s, sont tracés en noir, suivant la formule théorique 6.5 obtenue auparavant pour l'eau.

On trouve cette fois-ci un meilleur accord des résultats expérimentaux avec la théorie. De nouveau, à très faible vitesse, les mesures saturent autour de 0,1 m/s, tant que les gouttes ont du mal à sortir du piège gravitationnel créé par les murs des créneaux. Dans ce système où la goutte est obligée d'entrer entièrement dans les canaux, elle est aussi contrainte de cogner contre le mur qui lui fait face. Cela engendre des chocs, même lorsque le liquide est visqueux, d'où une friction de type inertiel. La vitesse des gouttes visqueuses est toujours supérieure à V^c , et parfois à V^* , et nous n'observons pas de régime visqueux. La goutte doit pouvoir passer au-dessus des textures pour dévaler. Dans la première partie de l'étude, le piège gravitationnel n'existait pas : sa présence transforme le régime visqueux en comportement inertiel.

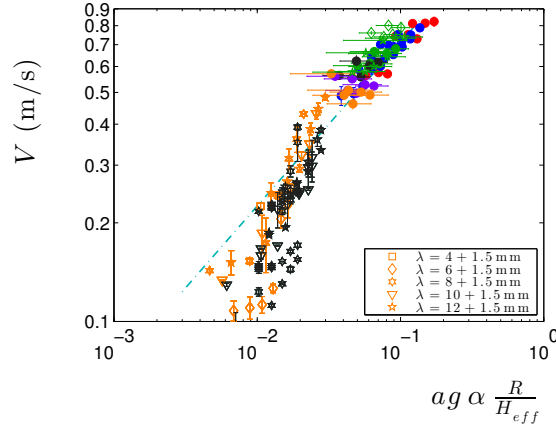


FIGURE 6.37 – Vitesse terminale V , en fonction de l'expression théorique donnée par la loi 6.5. La ligne pointillée bleue montre la pente 1/2 et a un coefficient numérique 2,25. Les résultats obtenus avec des gouttes d'eau sur des créneaux asymétriques sont en orange, et les résultats avec des gouttes visqueuses (de 50 ou 100 mPa.s) sont en noir.

Auparavant, la transition du régime inertiel vers le régime visqueux apparaissait autour de $V^* \approx 0,3$ m/s. Ici, le régime inertiel est maintenu jusqu'à $V^c \approx 0,1$ m/s. Plus lentement, on pourrait observer un régime visqueux, mais les gouttes ne peuvent pas franchir les obstacles donc pas descendre. Cette configuration de textures fait disparaître le régime visqueux.

Conclusion

Nous avons étudié les effets que peuvent produire le mélange des échelles de textures, du nanoscopique au macroscopique. Les combinaisons que nous avons présentées sont inspirées de la friction qui apparaît au chapitre 3 lorsque l'on cherche à propulser des gouttes. Cette friction étant inexistante pour des solides, indéformables, l'origine doit être dans les gouttes elle-mêmes.

Nous avons donc décrit le comportement d'une goutte d'eau ou d'une goutte visqueuse face à des murs, dans une situation non-mouillante. Les caractéristiques des murs varient, et l'efficacité du freinage aussi.

Contre toute attente, ce ne sont pas les plaques où la goutte cogne le plus qui sont les plus efficaces, mais plutôt celles où elle cogne « le mieux ». Lorsqu'une goutte cogne fort, elle s'envole, telle un athlète de saut de haie. Mêmes les gouttes les plus paresseuses, les plus visqueuses qui vont plus lentement, peuvent alors se retrouver dans des situations de friction inertielle, une configuration originale.



FIGURE 6.38 – Saut de haie. Goutte de $100\ \mu\text{L}$, de $10\ \text{mPa}\cdot\text{s}$ qui dévale une plaque inclinée à $12,4^\circ$.

Conclusion

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'influence de textures de tailles diverses sur le mouillage et la propulsion.

Dans une première partie, nous avons utilisé des nano-textures pour obtenir des surfaces aérophiles. En s'inspirant de plusieurs problèmes classiques du mouillage de l'eau, nous avons considéré des situations nouvelles où l'air est l'acteur principal. Après avoir revêtu des plaques, tubes capillaires ou fibres d'un traitement aérophile, nous avons immergé ces diverses surfaces dans un bain d'eau.

Nous avons tout d'abord étudié l'étalement d'une bulle d'air sur une surface aérophile. Si les bulles peuvent rebondir sur un obstacle, elles peuvent aussi, de façon surprenante, entrer directement en contact avec une surface aérophile à la fin de leur ascension. Après l'établissement du contact, la dynamique suit, comme les gouttes, deux régimes successifs : la capillarité puis la gravité guident l'étalement. Contrairement aux gouttes, la force qui résiste n'est pas la viscosité de l'objet qui s'étale (le gaz ici), mais l'inertie du fluide qui l'entoure (l'eau). La dynamique qui en résulte est beaucoup plus rapide : l'étalement de l'air s'effectue en typiquement 10 ms.

Forts de ces observations, nous avons poussé plus loin le parallèle entre le mouillage de l'eau et celui de l'air. Nous avons ainsi étudié la dépression capillaire : lorsqu'un capillaire aérophile, immergé, est approché de la surface air – eau du bain, on observe que le gaz envahit rapidement le tube. La capillarité fait bouger le ménisque et la gravité s'oppose au mouvement, pour l'ascension comme la dépression capillaire. La loi de Jurin décrit dans les deux cas la hauteur finale du ménisque, mais la dynamique de la dépression capillaire est plus rapide que celle de l'ascension de l'eau.

Enfin, une bulle sur un fil, dite *funambulle*, met en jeu une friction originale, qui n'est ni purement visqueuse, ni complètement inertielle. Ces observations sont expliquées par une couche limite qui se développe autour de la bulle.

Ces problèmes de mouillage par l'air sont d'une richesse infinie, à l'image des études menées depuis plusieurs siècles sur le mouillage de l'eau. De nombreux autres parallèles peuvent encore être tirés, et des situations originales restent à découvrir.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à des textures bien plus grandes, d'échelle millimétrique. Il a été montré qu'en situation de lévitation, des textures qui brisent la symétrie de l'écoulement de l'air sous un objet sont capables d'engendrer de la propulsion. Pour faire léviter des objets, nous avons utilisé une soufflerie. Nous avons tout d'abord identifié les conditions sous lesquelles un objet peut décoller : le mouillage s'il s'agit d'un liquide, ou la pression minimale en fonction de la forme et du poids des objets. Ensuite, nous avons étudié la propulsion de petites plaques de verre grâce à des macro-textures sur la surface poreuse. Selon leur agencement, le déplacement est rectiligne ou en rotation. La plaque est entraînée grâce à la viscosité de l'air qui s'évacue.

Dans un deuxième temps, nous avons appliqué les textures sous l'objet qui lévite. Le nombre de Reynolds, inférieur à 1 dans les expériences précédentes, peut maintenant devenir beaucoup plus grand. Pour cela, les dimensions de la plaque et des textures sont critiques. La propulsion est alors observée dans le sens opposé à l'entraînement visqueux : un scénario inertiel permet de décrire le phénomène. De façon surprenante, les lois d'échelles de ces deux expériences sont identiques.

Enfin, dans une troisième partie, nous avons mélangé les différentes échelles de textures. Les nano-textures créent de la superhydrophobie, et les macro-textures de la propulsion : nous étudions alors l'influence de défauts superhydrophobes sur la vitesse de gouttes. Nous avons utilisé des plaques crénelées, pour freiner le dévalement d'une goutte non-mouillante. Sans macro-textures, les gouttes vont environ 10 fois plus vite. L'étude de l'agencement des rainures nous a poussés à distinguer l'eau du cas visqueux. Une goutte de glycérol roule, indifférente aux défauts, tandis qu'une goutte d'eau est très fortement affectée par les murs. Nous avons essayé de comprendre jusqu'où une goutte entre dynamiquement dans un canal, pour estimer la profondeur effective sur laquelle un bourrelet coince. Ce sont ces chocs qui font perdre de l'énergie cinétique. Nous avons observé la transition entre les régimes inertiels et visqueux, autour de 10 à 20 mPa.s, et admiré les formes très allongées que les gouttes adoptent alors. Dans le cas particulier où les créneaux sont espacés de la taille de la goutte, le modèle inertiel s'étend aux liquides jusqu'à 100 fois plus visqueux que l'eau. Ce sujet livre tout un bestiaire : têtards, serpents et perles apparaissent, dans des mouvements de propulsion allant de l'escargot jusqu'au saut de haie.

Ainsi, les nano-textures nous ont offert la possibilité d'étudier quelques situations originales de mouillage par l'air ; des macro-textures agencées convenablement ont permis de propulser efficacement des petits objets en lévitation ; et la combinaison de nano- et macro-textures nous a donné l'occasion de contrôler la vitesse de gouttes non-mouillantes, aux formes variées.

Bibliographie

- [1] P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin Paris, 2002.
- [2] Hergé. *On a marché sur la Lune*. Les aventures de Tintin, 1954.
- [3] P. S. Laplace. Theory of capillary attraction. *Supplements to the 10th book of Celestial Mechanics*, 1807.
- [4] D. Vella. Floating versus sinking. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47(1) :115–135, 2015.
- [5] G. Galilei. Discourse concerning the natation of bodies upon, and submersion in, the water. *London : William Leybourn*, 1663.
- [6] T. Young. An essay on the cohesion of fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 95 :65–87, 1805.
- [7] G. Vazquez, E. Alvarez, and J. M. Navaza. Surface tension of alcohol water + water from 20 to 50 .degree.c. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 40(3) :611–614, 1995.
- [8] P.-G. de Gennes. Wetting : statics and dynamics. *Rev. Mod. Phys.*, 57 :827–863, 1985.
- [9] J. Eggers, J. R. Lister, and H. A. Stone. Coalescence of liquid drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 401 :293–310, 12 1999.
- [10] L. Duchemin, J. Eggers, and C. Josserand. Inviscid coalescence of drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 487 :167–178, 6 2003.
- [11] A.-L.aure Biance, C. Clanet, and D. Quéré. First steps in the spreading of a liquid droplet. *Phys. Rev. E*, 69 :016301, Jan 2004.
- [12] J. H. Snoeijer and B. Andreotti. Moving contact lines : Scales, regimes, and dynamical transitions. *Annual review of fluid mechanics*, 45 :269–292, 2013.
- [13] C. Huh and L. E. Scriven. Hydrodynamic model of steady movement of a solid/liquid/fluid contact line. *Journal of Colloid and Interface Science*, 35(1) :85 – 101, 1971.
- [14] L. H. Tanner. The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 12(9) :1473, 1979.
- [15] H. E. Huppert. The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 121 :43–58, 8 1982.

- [16] J. M. Kolinski, L. Mahadevan, and S. M. Rubinstein. Drops can bounce from perfectly hydrophilic surfaces. *EPL (Europhysics Letters)*, 108(2) :24001, 2014.
- [17] J. de Ruiter, R. Lagrauw, D. van den Ende, and F. Mugele. Wettability-independent bouncing on flat surfaces mediated by thin air films. *Nat Phys*, 11(1) :48–53, 01 2015.
- [18] J. M. Kolinski, S. M. Rubinstein, S. Mandre, M. P. Brenner, D. A. Weitz, and L. Mahadevan. Skating on a film of air : Drops impacting on a surface. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :074503, Feb 2012.
- [19] R. H. Dettre and R. E. Johnson. *Contact Angle Hysteresis*, volume 43, pages 136–144. American Chemical Society, 2016/02/19 1964.
- [20] R. N. Wenzel. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Industrial & Engineering Chemistry*, 28(8) :988–994, 1936.
- [21] R. N. Wenzel. Surface roughness and contact angle. *The Journal of Physical Chemistry*, 53(9) :1466–1467, 1949.
- [22] A. B. D. Cassie and S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 40 :546–551, 1944.
- [23] A. B. D. Cassie. Contact angles. *Discussions of the Faraday Society*, 3 :11–16, 1948.
- [24] S. Shibuichi, T. Onda, N. Satoh, and K. Tsujii. Super water-repellent surfaces resulting from fractal structure. *The Journal of Physical Chemistry*, 100 :19512–19517, 1996.
- [25] K. Koch, B. Bhushan, and W. Barthlott. Multifunctional surface structures of plants : An inspiration for biomimetics. *Progress in Materials Science*, 54(2) :137 – 178, 2009.
- [26] T. Onda, S. Shibuichi, N. Satoh, and K. Tsujii. Super-water-repellent fractal surfaces. *Langmuir*, 12 :2125–2127, 1996.
- [27] J. F. Oliver, C. Huh, and S. G. Mason. Resistance to spreading of liquids by sharp edges. *Journal of Colloid and Interface Science*, 59(3) :568 – 581, 1977.
- [28] W. Barthlott and C. Neinhuis. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces. *Planta*, 202(1) :1–8, 1997.
- [29] W. A. Calder. Temperature relations and underwater endurance of the smallest homeothermic diver, the water shrew. *Comparative Biochemistry and Physiology*, 30(6) :1075 – 1082, 1969.
- [30] A. Solga, Z. Cerman, B. F. Striffler, M. Spaeth, and W. Barthlott. The dream of staying clean : Lotus and biomimetic surfaces. *Bioinspiration and Biomimetics*, 2(4) :S126, 2007.
- [31] P. Ditsche-Kuru, E. S. Schneider, J.-E. Melskotte, M. Brede, A. Leder, and W. Barthlott. Superhydrophobic surfaces of the water bug notonecta glauca : a model for friction reduction and air retention. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2 :137–144, 2011.
- [32] X. J. Feng and L. Jiang. Design and creation of superwetting/antiwetting surfaces. *Advanced Materials*, 18 :3063–3078, 2006.

- [33] A. Nakajima, K. Hashimoto, and T. Watanabe. Recent studies on super-hydrophobic films. *Monatshefte für Chemie / Chemical Monthly*, 132(1 1434-4475) :31–41, 2001.
- [34] A. Tuteja, W. Choi, M. Ma, J. M. Mabry, S. A. Mazzella, G. C. Rutledge, G. H. McKinley, and R. E. Cohen. Designing superoleophobic surfaces. *Science*, 318(5856) :1618–1622, 12 2007.
- [35] A. Tuteja, W. Choi, J. M. Mabry, G. H. McKinley, and R. E. Cohen. Robust omniphobic surfaces. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(47) :18200–18205, 2008.
- [36] D. Quéré. Wetting and roughness. *Annual Review of Materials Research*, 38 :71–99, 2008.
- [37] A. T. Paxson and K. K. Varanasi. Self-similarity of contact line depinning from textured surfaces. *Nat Commun*, 4 :1492, 02 2013.
- [38] L. Mishchenko, B. Hatton, V. Bahadur, J.A. Taylor, T. Krupenkin, and J. Aizenberg. Design of ice-free nanostructured surfaces based on repulsion of impacting water droplets. *ACS nano*, 4(12) :7699–7707, 2010.
- [39] A. Gauthier. *Hydrophobie dynamique et Dynamiques hydrophobes*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 10 2015.
- [40] D. Richard, C. Clanet, and D. Quéré. Surface phenomena : Contact time of a bouncing drop. *Nature*, 417(6891) :811, 2002.
- [41] E. Guyon., J. P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. Savoirs actuels. EDP Sciences, 2001.
- [42] J. Bear. *Dynamics of fluids in porous media*. Dover Publication, 1988.
- [43] E. C. Millington. Theories of cohesion in the seventeenth century. *Annals of Science*, 5(3) :253–269
- [44] G. A. Borelli. De motionibus naturalibus a gravitate pendentibus. *Reggio*, 1670.
- [45] F. Hauksbee. Several experiments touching the seeming spontaneous ascent of water. by mr. fr. hauksbee, frs. *Philosophical Transactions*, 26(313-324) :258–266 1708.
- [46] J. Jurin. An account of some experiments shown before the royal society ; with an enquiry into the cause of the ascent and suspension of water in capillary tubes. by james jurin, md and r. soc. s. *Philosophical Transactions*, 30(351-363) :739–747 1717.
- [47] P. Raux. *Interfaces mobiles : friction en mouillage nul et dynamique de fronts*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, December 2013.
- [48] J. M. Bell and F. K. Cameron. The flow of liquids through capillary spaces. *The Journal of Physical Chemistry*, 10(8) :658–674, 1905.
- [49] R. Lucas. Ueber das zeitgesetz des kapillaren aufstiegs von flüssigkeiten. *Kolloid-Zeitschrift*, 23(1) :15–22, 1918.
- [50] E. W. Washburn. The dynamics of capillary flow. *Phys. Rev.*, 17 :273–283, Mar 1921.
- [51] D. Quéré. Inertial capillarity. *EPL (Europhysics Letters)*, 39(5) :533, 1997.

- [52] B.V. Zhmud, F. Tiberg, and K. Hallstensson. Dynamics of capillary rise. *Journal of Colloid and Interface Science*, 228(2) :263 – 269, 2000.
- [53] G. Dupeux. *Propulsion et Friction d'objets non-mouillants*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, sept 2013.
- [54] T. Tate. Xxx. on the magnitude of a drop of liquid formed under different circumstances. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 27(181) :176–180
- [55] G. I. Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 201 :192–196, 1950.
- [56] A.-L. Biance, C. Clanet, and D. Quéré. Leidenfrost drops. *Physics of Fluids*, 15 :1632–1637, Jan 2003.
- [57] D. Gerlach, G. Biswas, F. Durst, and V. Kolobaric. Quasi-static bubble formation on submerged orifices. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(2) :425 – 438, 2005.
- [58] J. N. Lin, S. K. Banerji, and H. Yasuda. Role of interfacial tension in the formation and the detachment of air bubbles. 1. a single hole on a horizontal plane immersed in water. *Langmuir*, 10(3) :936–942, 1994.
- [59] E. A. Boucher and M. J. B. Evans. Pendent drop profiles and related capillary phenomena. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 346(1646) :349–374, 1975.
- [60] D. W. Moore. The velocity of rise of distorted gas bubbles in a liquid of small viscosity. *Journal of Fluid Mechanics*, 23 :749–766, 12 1965.
- [61] R. Manica, E. Klaseboer, and D. Y. C. Chan. Force balance model for bubble rise, impact, and bounce from solid surfaces. *Langmuir*, 31(24) :6763–6772, 2015. PMID : 26035016.
- [62] J. Zawala, S. Dorbolo, D. Terwagne, N. Vandewalle, and K. Malysa. Bouncing bubble on a liquid/gas interface resting or vibrating. *Soft Matter*, 7 :6719–6726, 2011.
- [63] R. Zenit and D. Legendre. The coefficient of restitution for air bubbles colliding against solid walls in viscous liquids. *Physics of Fluids*, 21(8), 2009.
- [64] J. Zawala and K. Malysa. Influence of the impact velocity and size of the film formed on bubble coalescence time at water surface. *Langmuir*, 27(6) :2250–2257, 2011. PMID : 21309589.
- [65] E. Klaseboer, J.-P. Chevaillier, A. Maté, O. Masbernat, and C. Gourdon. Model and experiments of a drop impinging on an immersed wall. *Physics of Fluids*, 13(1) :45–57, 2001.
- [66] A. A. Kharlamov, Z. Chára, and P. Vlasák. Hydraulic formulae for the added masses of an impermeable sphere moving near a plane wall. *Journal of Engineering Mathematics*, 62(2) :161–172, 2007.
- [67] D. Kosior, J. Zawala, and K. Malysa. Influence of n-octanol on the bubble impact velocity, bouncing and the three phase contact formation at hydrophobic solid surfaces. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 441 :788 – 795, 2014.

- [68] D. Z. Gunes, X. Clain, O. Breton, G. Mayor, and A. S. Burbidge. Avalanches of coalescence events and local extensional flows – stabilisation or destabilisation due to surfactant. *Journal of Colloid and Interface Science*, 343(1) :79 – 86, 2010.
- [69] N. Bremond, A. R. Thiam, and J. Bibette. Decompressing emulsion droplets favors coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :024501, Jan 2008.
- [70] F. Chevy, A. Chepelianskii, D. Quéré, and E. Raphaël. Liquid hertz contact : Softness of weakly deformed drops on non-wetting substrates. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5) :54002, 2012.
- [71] K. Okumura, F. Chevy, D. Richard, D. Quéré, and C. Clanet. Water spring : A model for bouncing drops. *EPL (Europhysics Letters)*, 62(2) :237, 2003.
- [72] P. R. Jones, X. Hao, E. R. Cruz-Chu, K. Rykaczewski, K. Nandy, T. M. Schutzius, K. K. Varanasi, C. M. Megaridis, J. H. Walther, P. Koumoutsakos, H. D. Espinosa, and N. A. Patankar. Sustaining dry surfaces under water. *Scientific Reports*, 5 :12311 EP –, 08 2015.
- [73] A. Marmur. Underwater superhydrophobicity : Theoretical feasibility. *Langmuir*, 22(4) :1400–1402, 2006. PMID : 16460052.
- [74] J. Seiwert, C. Clanet, and D. Quéré. Coating of a textured solid. *Journal of Fluid Mechanics*, 669 :55–63, 2011.
- [75] J. Zawala, M. Krasowska, T. Dabros, and K. Malysa. Influence of bubble kinetic energy on its bouncing during collisions with various interfaces. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 85(5) :669–678 0008–4034, 2007.
- [76] J. Wang, Y. Zheng, F.-Q. Nie, J. Zhai, and L. Jiang. Air bubble bursting effect of lotus leaf. *Langmuir*, 25(24) :14129–14134, 2009. PMID : 19583224.
- [77] G. Taylor. The dynamics of thin sheets of fluid. iii. disintegration of fluid sheets. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274) :313–321, 1959.
- [78] F. E. C. Culick. Comments on a ruptured soap film. *Journal of Applied Physics*, 31 :1128–1129, 1960.
- [79] E. Reyssat, F. Chevy, A.-L. Biance, L. Petitjean, and D. Quéré. Shape and instability of free-falling liquid globules. *Europhysics Letters*, 80 :34005, 2007.
- [80] J. D. Paulsen, R. Carmigniani, A. Kannan, J. C. Burton, and S. R. Nagel. Coalescence of bubbles and drops in an outer fluid. *Nat Commun*, 5, 01 2014.
- [81] J. P. Munro, C. R. Anthony, O. A. Basaran, and J. R. Lister. Thin-sheet flow between coalescing bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 773, 6 2015.
- [82] R. G. Cox. The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. part 1. viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 168 :169–194, 7 1986.
- [83] O. V. Voinov. Hydrodynamics of wetting. *Fluid Dynamics*, 11(5) :714–721, 1976.

- [84] E. B. Dussan V. On the spreading of liquids on solid surfaces : Static and dynamic contact lines. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11(1) :371–400, 1979.
- [85] R. T. Foister. The kinetics of displacement wetting in liquid/liquid/solid systems. *Journal of Colloid and Interface Science*, 136(1) :266 – 282, 1990.
- [86] R. L. Hoffman. A study of the advancing interface. i. interface shape in liquid—gas systems. *Journal of Colloid and Interface Science*, 50(2) :228 – 241, 1975.
- [87] T.-S. Jiang, O. H. Soo-Gun, and J. C. Slattey. Correlation for dynamic contact angle. *Journal of Colloid and Interface Science*, 69(1) :74 – 77, 1979.
- [88] M. Fermigier and P. Jenffer. An experimental investigation of the dynamic contact angle in liquid-liquid systems. *Journal of Colloid and Interface Science*, 146(1) :226 – 241, 1991.
- [89] A. Marchand, T. S. Chan, J. H. Snoeijer, and B. Andreotti. Air entrainment by contact lines of a solid plate plunged into a viscous fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :204501, May 2012.
- [90] É. Lorenceau, D. Quéré, J.-Y. Ollitrault, and C. Clanet. Gravitational oscillations of a liquid column in a pipe. *Physics of Fluids*, 14(6) :1985–1992, 2002.
- [91] G. K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 1967.
- [92] É. Lorenceau, C. Clanet, and D. Quéré. Capturing drops with a thin fiber. *Journal of Colloid and Interface Science*, 279(1) :192 – 197, 2004.
- [93] P.-B. Bintein. *Dynamiques de gouttes funambules*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 01 2015.
- [94] J. F. Padday and A. R. Pitt. The stability of axisymmetric menisci. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 275(1253) :489–528, 1973.
- [95] L. Prandtl. Über flüssigkeits bewegung bei sehr kleiner reibung. *Verhaldlg III Int. Math. Kong*, pages 484–491, 1904.
- [96] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary-layer theory*. Springer Science and Business Media, 1968.
- [97] E. H. Brandt. Levitation in physics. *Science*, 243(4889) :349, Jan 20 1989.
- [98] H. Boerhaave. *Elementa Chemiae*, volume 1. Lugduni Batavorum, Leiden, 1732.
- [99] J. G. Leidenfrost. On the fixation of water in diverse fire. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9 :1153–1166, 1756.
- [100] J. G. Leidenfrost and Wares C. On the fixation of water in diverse fire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 :1153–1166, 1966.
- [101] B. S. Gottfried, C. J. Lee, and K. J. Bell. The Leidenfrost phenomenon : film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 :1167–1188, 1966.

- [102] M. Versluis, C. Blom, D. van der Meer, K. van der Weele, and D. Lohse. Leaping shampoo and the stable kaye effect. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2006(07) :1742–5468, 2006.
- [103] A. Kaye. A bouncing liquid stream. *Nature (London)*, 197 :1001, 1963.
- [104] S. Lee, E.Q. Li, J.O. Marston, A. Bonito, and S.T. Thoroddsen. Leaping shampoo glides on a lubricating air layer. *Physical Review E*, 87(6), 2013.
- [105] K. R. Sreenivas, P. K. De, and J. H. Arakeri. Levitation of a drop over a film flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 380 :297–307, 1999.
- [106] A. Duchesne, C. Savaro, L. Lebon, C. Pirat, and L. Limat. Multiple rotations of a drop rolling inside a horizontal circular hydraulic jump. *EPL (Europhysics Letters)*, 102(6) :64001, 2013.
- [107] Y. Couder, E. Fort, C.-H. Gautier, and A. Boudaoud. From bouncing to floating : Noncoalescence of drops on a fluid bath. *Physical Review Letters*, 94 :177801, 2005.
- [108] G. P. Neitzel and P. Dell’Aversana. Noncoalescence and nonwetting behavior of liquids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34(1) :267–289, 2002.
- [109] H. Lhuissier, Y. Tagawa, T. Tran, and C. Sun. Levitation of a drop over a moving surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 733, 10 2013.
- [110] A. B. L. Yun. *Theory and Design of Air Cushion Craft*. Arnold, 2000.
- [111] J. H. Bertin and L. Duthion. Discharge nozzle for jet silencing, June 19 1962. US Patent 3,039,560.
- [112] ZapataRacing. Flyboard air — <http://zapata-racing.com/>.
- [113] M. A. Goldshtik, V. M. Khanin, and V. G. Ligai. A liquid drop on an air cushion as an analogue of leidenfrost boiling. *Journal of Fluid Mechanics*, 166 :1–20, 1986.
- [114] C. Waltham, S. Bendall, and A. Kotlicki. Bernoulli levitation. *American Journal of Physics*, 71 :176, 2003.
- [115] N. Vourdas, A. Tserepi, and V. N. Stathopoulos. Reversible pressure-induced switching of droplet mobility after impingement on porous surface media. *Applied Physics Letters*, 103(11), 2013.
- [116] L. Duchemin, J. R. Lister, and U. Lange. Static shapes of levitated viscous drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 533(1) :161–170 2005.
- [117] E. Hervieu, N. Coutris, and C. Boichon. Oscillations of a drop in aerodynamic levitation. *Nuclear engineering and design*, 204(1) :167–175 2001.
- [118] W. Bouwhuis, K. G. Winkels, I. R. Peters, P. Brunet, D. van der Meer, and J. H. Snoeijer. Oscillating and star-shaped drops levitated by an airflow. *Physical Review E*, 88(2) :023017–, 08 2013.
- [119] P. Brunet and J. H Snoeijer. Star-drops formed by periodic excitation and on an air cushion—a short review. *The European Physical Journal Special Topics*, 192(1) :207–226

- [120] J. H. Snoeijer, P. Brunet, and J. Eggers. Maximum size of drops levitated by an air cushion. *Physical Review E*, 79(3) :036307–, 03 2009.
- [121] G. J. Laurent, A. Delettre, and N. Le Fort-Piat. A new aerodynamic-traction principle for handling products on an air cushion. *Robotics, IEEE Transactions on*, 27(2) :379–384 2011.
- [122] H. Linke, B. J. Alemán, L. D. Melling, M. J. Taormina, M. J. Francis, C. C. Dow-Hygelund, V. Narayanan, R. P. Taylor, and A. Stout. Self-propelled Leidenfrost droplets. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :154502, 2006.
- [123] D. Soto, G. Lagubeau, C. Clanet, and D. Quéré. Surfing on a herringbone. *Phys. Rev. Fluids*, 1 :013902, May 2016.
- [124] T. Baier, G. Dupeux, S. Herbert, S. Hardt, and D. Quéré. Propulsion mechanisms for Leidenfrost solids on ratchets. *Phys. Rev. E*, 87 :021001, 2013.
- [125] A. Hashmi, Y. Xu, B. Coder, P. A. Osborne, J. Spafford, G. E. Michael, G. Yu, and J. Xu. Leidenfrost levitation : beyond droplets. *Scientific Reports*, 2 :797 EP –, 11 2012.
- [126] A. Cameron. Basic lubrication theory. *Ellis Horwood Ltd.*, page 256, 1981.
- [127] O. Reynolds. On the theory of lubrication and its application to mr. beauchamp tower’s experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Proceedings of the Royal Society of London*, 40(242-245) :191–203
- [128] G. Leal. *Advanced Transport Phenomena : Fluid Mechanics and Convective Transport Processes*, volume 7. Cambridge University Press, 2007.
- [129] J. H. Snoeijer and K. van der Weele. Physics of the granite sphere fountain. *American Journal of Physics*, 82 :1029, 2014.
- [130] G. Dupeux, T. Baier, V. Bacot, S. Hardt, C. Clanet, and D. Quere. Self-propelling uneven Leidenfrost solids. *Physics of Fluids*, 25 :051704, 2013.
- [131] E. M. Laws and J. L. Livesey. Flow through screens. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 10(1) :247–266, 1978.
- [132] Kambiz *Porous media : applications in biological systems and biotechnology*. CRC Press, 2010.
- [133] G. A. Truskey, F. Yuan, and D. F. *Transport phenomena in biological systems*. Pearson/Prentice Hall Upper Saddle River NJ :, 2004.
- [134] S. Darr and J. Hartwig. Optimal liquid acquisition device screen weave for a liquid hydrogen fuel depot. *International Journal of Hydrogen Energy*, 39(9) :4356 – 4366, 2014.
- [135] E. Brundrett. Prediction of pressure drop for incompressible flow through screens. *Journal of Fluids Engineering*, 115(2) :239–242, 06 1993.
- [136] B. R. Munson. Very low reynolds number flow through screens. *Journal of Fluids Engineering*, 110(4) :462–463, 12 1988.

- [137] A. Valli, J. Hyväluoma, A. Jäsberg, A. Koponen, and J. Timonen. Pressure drop for low reynolds-number flows through regular and random screens. *Transport in Porous Media*, 80(2) :193–208, 2009.
- [138] D. P. Jones and H. Krier. Gas flow resistance measurements through packed beds at high reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, 105(2) :168–172, 06 1983.
- [139] A. S. Berman. Laminar flow in channels with porous walls. *Journal of Applied Physics*, 24(9) :1232–1235, 1953.
- [140] Jason Hartwig and Samuel Darr. Analytical model for steady flow through a finite channel with one porous wall with arbitrary variable suction or injection. *Physics of Fluids*, 26(12), 2014.
- [141] K. N. Volkov. Simulation of a fluid flow in a channel with a moving side surface and injection. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 86(6) :1447–1062–0125, 2013.
- [142] J. F. Brady and A. Acrivos. Steady flow in a channel or tube with an accelerating surface velocity. an exact solution to the navier-stokes equations with reverse flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 112 :127–150, 11 1981.
- [143] C.-Y. Wang. Fluid dynamics of the circular porous slider. *Journal of Applied Mechanics*, 41(2) :343–347, 06 1974.
- [144] F. Skalak and C. Y. Wang. Fluid dynamics of a long porous slider. *Journal of Applied Mechanics*, 42(4) :893–894, 12 1975.
- [145] L. T. Watson, T. Y. Li, and C. Y. Wang. Fluid dynamics of the elliptic porous slider. *Journal of Applied Mechanics*, 45(2) :435–436, 06 1978.
- [146] A. D. Fitt, G. Kozyreff, and J. R. Ockendon. Inertial levitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 508 :165–174, 6 2004.
- [147] E. J. Hinch and J. Lemaitre. The effect of viscosity on the height of disks floating above an air table. *Journal of Fluid Mechanics*, 273(1) :313–322 1994.
- [148] D. Soto, H. de Maleprade, C. Clanet, and D. Quéré. Air-levitated objects : from take-off to motion. *J. Fluid Mech (submitted)*, 2016.
- [149] A. D. Stroock, S. K. W. Dertinger, A. Ajdari, I. Mezić, H. A. Stone, and G. M. Whitesides. Chaotic mixer for microchannels. *Science*, 295(5555) :647–651, 2002.
- [150] J. C. Bird, R. Dhiman, H.-M. Kwon, and K. K. Varanasi. Reducing the contact time of a bouncing drop. *Nature*, 503(7476) :385–388, 2013.
- [151] A. Gauthier, S. Symon, C. Clanet, and D. Quere. Water impacting on superhydrophobic macrotextures. *Nat Commun*, 6, 08 2015.
- [152] Y. Liu, M. Andrew, J. Li, J. M. Yeomans, and Z. Wang. Symmetry breaking in drop bouncing on curved surfaces. *Nat Commun*, 6, 11 2015.

- [153] Y. Liu, L. Moevius, X. Xu, T. Qian, J.M. Yeomans, and Z. Wang. Pancake bouncing on superhydrophobic surfaces. *Nature Physics*, pages 1745–2473, 2014.
- [154] A. R. Parker and C. R. Lawrence. Water capture by a desert beetle. *Nature*, 414(6859) :33–34, 11 2001.
- [155] S. G. Naidu. Water balance and osmoregulation in *stenocara gracilipes*, a wax-blooming tenebrionid beetle from the namib desert. *Journal of Insect Physiology*, 47(12) :1429 – 1440, 2001.
- [156] S.-J. Hong, C.-C. Chang, T.-H. Chou, Y.-J. Sheng, and H.-K. Tsao. A drop pinned by a designed patch on a tilted superhydrophobic surface : Mimicking desert beetle. *The Journal of Physical Chemistry C*, 116(50) :26487–26495, 2012.
- [157] C. G. L. Furmidge. Studies at phase interfaces. i. the sliding of liquid drops on solid surfaces and a theory for spray retention. *Journal of colloid science*, 17(4) :309–324
- [158] P. Olin, S. B. Lindström, and L. Wågberg. Trapping of water drops by line-shaped defects on superhydrophobic surfaces. *Langmuir*, 31(23) :6367–6374, 2015. PMID : 26010934.
- [159] D. 't Mannetje, S. Ghosh, R. Lagraauw, S. Otten, A. Pit, C. Berendsen, J. Zeegers, D. van den Ende, and Fr. Mugele. Trapping of drops by wetting defects. *Nat Commun*, 5, 04 2014.
- [160] H. Hu, S. Yu, and D. Song. No-loss transportation of water droplets by patterning a desired hydrophobic path on a superhydrophobic surface. *Langmuir*, 2016. PMID : 27359261.
- [161] J. Buehrle, S. Herminghaus, and F. Mugele. Impact of line tension on the equilibrium shape of liquid droplets on patterned substrates. *Langmuir*, 18(25) :9771–9777, 2002.
- [162] S. Varagnolo, D. Ferraro, P. Fantinel, M. Pierno, G. Mistura, G. Amati, L. Biferale, and M. Sbragaglia. Stick-slip sliding of water drops on chemically heterogeneous surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :066101, Aug 2013.
- [163] G. S. Watson, B. W. Cribb, and J. A. Watson. Single mobile micro droplet-particle pairs spatially captured by macro host droplets on a superhydrophobic surface. *Advances in Condensed Matter Physics*, 2015 :6, 2015.
- [164] D. Soto. *Non-wetting drops : from impacts to self-propulsion*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 10 2014.
- [165] G. Dupeux, M. Le Merrer, C. Clanet, and D. Quéré. Trapping Leidenfrost drops with crenulations. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :114503, Sep 2011.
- [166] G. Dupeux, M. Le Merrer, G. Lagubeau, C. Clanet, S. Hardt, and D. Quéré. Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. *Europhys. Lett.*, 96 :58001, 2011.
- [167] M. Barahman and A. M. Lyons. Ratchetlike slip angle anisotropy on printed superhydrophobic surfaces. *Langmuir*, 27 :9902–9909, Jan 2011.

- [168] G. Huber, H. Mantz, R. Spolenak, K. Mecke, K. Jacobs, S. N. Gorb, and E. Arzt. Evidence for capillarity contributions to gecko adhesion from single spatula nanomechanical measurements. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 102(45) :16293–16296, 2005.
- [169] J. W. M. Bush and D. L. Hu. Walking on water : Biocomotion at the interface. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 38(1) :339–369, 2006.
- [170] K. Liu, J. Du, J. Wua, and L. Jiang. Superhydrophobic gecko feet with high adhesive forces towards water and their bio-inspired materials. *Nanoscale*, 4 :768–772, 2012.
- [171] Yo. Zheng, X. Gao, and L. Jiang. Directional adhesion of superhydrophobic butterfly wings. *Soft Matter*, 3 :178–182, 2006.
- [172] N. A. Malvadkar, M. J. Hancock, K. Sekeroglu, W. J. Dressick, and M. C. Demirel. An engineered anisotropic nanofilm with unidirectional wetting properties. *Nat. Mater.*, 9 :1023–1028, 2010.
- [173] B. Oelschlägel, S. Gorb, S. Wanke, and C. Neinhuis. Structure and biomechanics of trapping flower trichomes and their role in the pollination biology of aristolochia plants (aristolochiaceae). *New Phytologist*, 184(4) :988–1002
- [174] C. Ybert, C. Barentin, C. Cottin-Bizonne, P. Joseph, and L. Bocquet. Achieving large slip with superhydrophobic surfaces : Scaling laws for generic geometries. *Physics of Fluids*, 19 :123601, 2007.
- [175] P. Bourrianne. *Non-mouillant et température – application aux revêtements culinaires*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 06 2016.
- [176] F. Schellenberger, N. Encinas, D. Vollmer, and H.-J. Butt. How water advances on superhydrophobic surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 116(9) :096101, Feb 2016.

UN GRAND MERCI...

Écrire ses remerciements, attaquer sa dernière page et s'apprêter à la tourner... c'est s'avouer que la fin est là, trop proche. Ça donnerait presque envie d'écrire encore des pages et des pages, les ajouter à ce récit déjà trop long, juste pour éviter que tout ne s'arrête si tôt.

Refermer ce manuscrit, accepter que la thèse est terminée serait trop douloureux si les souvenirs de cette aventure n'étaient pas aussi riches, et associés à une foule de personnes qui m'ont guidée, aidée, amusée... chacun à sa façon. Sans tous ces gens, ma thèse n'aurait pas été aussi intense, autant scientifiquement qu'humainement.

Avant toute chose, je souhaite remercier mon jury, sans qui la thèse n'aurait pas pu se conclure. La soutenance n'a pas du tout été ce moment abominable craint par tous les thésards, où après une présentation éprouvante, le candidat est cuisiné par un jury insatisfait, mécontent et pointilleux, mais surtout infatigable ! Bien au contraire, ce fut un passage fabuleux de l'enfance à l'adolescence de chercheur, pendant lequel j'ai pris beaucoup de plaisir à vous présenter à l'oral et en vidéos mes pépites. Vous avez su les apprécier autant que moi, ce dont je me réjouis. Vos questions avaient plus un goût de discussion ; ce n'était pas du tout une ambiance d'échafaud mais une grande convivialité qui régnait entre nous.

Merci plus particulièrement à mes rapporteurs, pour le courage qu'ils ont eu de lire entièrement ce manuscrit, et pour leurs commentaires si positifs et constructifs. Élise, bravo d'avoir lu la thèse si rapidement, malgré un envoi mi-août, et merci pour ta bienveillance. Benjamin, merci pour ton implication et les questions détaillées et pertinentes qui en ont découlé.

Merci aussi à mes examinateurs, dont le recul et l'ouverture d'esprit ont ajouté une grande richesse aux débats de la soutenance. Un grand bravo à Bob d'avoir eu aussi la volonté de lire le manuscrit, malgré le peu d'anglais qu'il contient, et suivi la soutenance (en français elle aussi !); merci beaucoup pour ta gentillesse et ta disponibilité. Enfin, merci à Lydéric d'être arrivé en retard au déjeuner avec des soucis de chaudière, ça a démystifié à mes yeux la charge de président du jury, que tu as gentiment acceptée.

Pour que cette soutenance ait pu avoir lieu, je remercie aussi tous ceux qui m'ont aidée pendant la rédaction de ce manuscrit. Si écrire ne fut pas trop difficile (quoique, résumer est un exercice que j'ai peu pratiqué), la période de rédaction est longue et éprouvante, et je remercie les collègues,

famille et amis qui ont pris à cœur de me changer les idées. Les dîners, verres, weekends ou séances à la salle de sport ont été des bouffées d'air pleines d'enthousiasme. Merci à Samuel d'avoir, à ma demande et pour le bien de la science, confectionné des éclairs au caramel : si le shooting photo m'a permis une intro alléchante, la dégustation n'en fut pas moins intéressante. J'ai une pensée très particulière pour ceux qui ont généreusement relu, tout ou partie de ce manuscrit en vérifiant le sens ou la syntaxe, en comprenant ou en étant perdu : David, Camille, Maman, Louis, Pauline, Élisabeth... et ceux dont je ne me souviens même plus leur avoir demandé leur aide ! Je sais bien qu'il reste des bêtises et des coquilles, mais combien plus sans votre participation !

Avant même de pouvoir penser à soutenir, il fallait penser à être en thèse. Cette idée me semblait si saugrenue que je l'ai radicalement rejetée pendant de nombreuses années. Pourtant, elle a fini par germer et s'enraciner au-delà de ma radicalité précédente, lors d'un passage à Twente. C'est au milieu des vaches du campus que mon embryon de chercheur a commencé à se développer. Merci donc à Detlef de m'avoir accueillie au pied levé en stage, et offert d'excellentes conditions pour découvrir la recherche. Je sais bien quels beaux travaux sont menés dans ton laboratoire, et c'est pour découvrir plus largement le monde que je décide (pour l'instant !) de ne pas y revenir. J'espère bien que nos rencontres continueront à être régulières et chaleureuses, qu'elles soient à Twente, Paris ou Rome.

Il fallait un cadre pour accueillir la naissance d'un nouveau bébé-chercheur. Ce berceau s'est trouvé étalé sur deux laboratoires, le LadHyX et le PMMH, deux lieux dont la combinaison offre tant de possibilités. Merci au LadHyX de son accueil, même pour ceux qui n'y sont que si rarement. On trouve là-bas un enthousiasme indéniable pour la science, et la belle science ; un enthousiasme de toute heure pour les débats en salle café ; enfin un enthousiasme délirant pour la réalisation des idées les plus folles : de la piscine sur le parking au four à pizza devant le préfa, j'ai toujours été très admirative... Merci au PMMH d'être plus timoré, malgré le foie gras de Noël et le barbecue de juin qui sont générateurs de cohésion et de bonne ambiance. Bravo à Philippe de tenir la barre si efficacement, et de prendre soin de chacun. Un immense merci à Fred et Claudette sans qui absolument rien ne serait possible. Vous êtes les réelles mamans du labo, si efficaces et toujours souriantes, on en aurait l'impression de ne jamais avoir de problème ! Merci aussi au support technique, en particulier à Xavier pour son aide dans le projet de lévitation, et à Tahar pour la réalisation des multiples pistes à créneaux. Merci à tous, permanents comme non-permanents, de constituer le cadre dynamique et agréable de ces laboratoires dans lesquels j'ai pu grandir.

Mon épanouissement d'enfant-chercheur n'aurait pas été possible sans une famille soudée, la grande *Compagnie des Interfaces*. Quelle énergie, quelle amitié, quelle passion de la science et de la coïncidence ! Ces parties interminables me manqueront. Je garderai un souvenir impérissable des discussions sur tous les sujets possibles et imaginables lorsqu'une seule personne – ou plus – a besoin d'une pause : dans ce bureau surpeuplé à l'instar d'un poulailler, les informations passent vite ! Si

l'on parle de tout et son contraire et que chacun y met son grain de sel, les conseils scientifiques et techniques y sont aussi généreusement prodigués. Les conférences à 7 ou 8 ont aussi été de grands moments : merci pour l'enthousiasme porteur à diffuser, discuter, présenter nos résultats – et aussi profiter de nouveaux lieux pour sortir et s'amuser, ça compte tellement ! Plus simplement, les bières à La Montagne sont de bons souvenirs, surtout lorsqu'on annexe une rangée entière de tables pour jouer aux cartes... La soute aussi va me manquer : je ne retrouverai jamais de tel laboratoire, un lieu si vivant qui nous ressemble tant. Les manips y sont élaborées ou bien improvisées, les vis et l'horizontalité parfaite côtoient les briques et morceaux de scotch... En somme, c'est un lieu où l'on peut tout tenter, et surtout ne jamais s'ennuyer.

Cette merveilleuse *Compagnie des Interfaces* n'est pas constituée que de souvenirs, mais surtout de gens qu'il convient de distinguer. J'ai le sentiment d'avoir passé chacune de mes années entourée de personnes différentes, mais toutes de façon indifférenciée souriantes, prêtes à aider, dynamiques et généreuses. Cette thèse est un grand éclat de rire au milieu d'une grande solidarité ; je suis certaine que cette ambiance porteuse et si chaleureuse va se perpétuer : un immense merci, du fond du cœur, à chacun !

Merci aux anciens de m'avoir généreusement accueillie à mon arrivée : je me suis si rapidement sentie bien dans l'équipe ! Merci de m'avoir expliqué comment marchent le labo, la soute et les manips ; merci de m'avoir aiguillée et merci pour vos réponses lorsque j'étais perdue... Votre soutien m'a aidée à croire qu'une thèse, en fait, c'est possible ! J'ai eu la chance de croiser Caro, qui nous fait le plaisir de revenir, parce que partir, c'est vraiment pas possible : merci pour ton sourire et ton calme. Il y avait aussi Pierre-Brice, persévérant et toujours présent, qui a mis si longtemps à quitter sa chaise : de la thèse au post-doc, pourquoi changer de bureau ? ! Mais aussi Raph, si énergique et déterminée, surtout dans ta recherche de job qui pour moi, aurait été de l'ordre de l'impossible. De l'autre côté de l'allée du bureau, il y avait Dan : merci pour tout ce que tu m'as appris lors de notre collaboration, pour ta patience, tes modèles et tes idées. Tes conseils ont été d'une infinie richesse pour démarrer ma thèse ! J'ai aussi trouvé Manu aux chaussures à orteils – sauf le jour de ta soutenance. Philippe, merci pour tes conversations aux sujets si variés, de la littérature à la peinture, en passant par l'histoire romaine et les matchs de foot au stade de France. Anaïs, merci pour tout ce qu'on a pu partager entre les discussions à la soute, les conférences et les déjeuners à la cuisine du bâtiment P ; merci pour ton amour des petites gouttes, d'eau (ce qui te fait revenir dans l'équipe, toi aussi !), de sang (pour le don !), et de sueur (pour le sport). De ma journée de thésards, j'ai retrouvé Tim, avec qui j'avais partagé les cours de surfaces molles, et qui nous a fait découvrir l'aviron (côté supporter) et ses régimes alimentaires (côté pratique). Eline, merci pour ta passion de la transmission et de la vulgarisation des sciences : avec une telle prof, tes élèves seront certainement passionnés. Ensuite, de nouvelles générations sont arrivées, m'ôtant à grand peine le statut de plus jeune thésarde de l'équipe, jalousement conservé pendant 2 ans. Martin, tu avais beau me faire peur au début, merci pour ton attention, ta grande générosité et ta curiosité insatiable, même avec tant de projets menés de front. Merci Daniel de te laisser autant taquiner ; merci pour tes absurdités

d'Allemand et pour notre passion partagée de l'opéra. Et j'ai toujours bon espoir qu'un jour tu comprendras l'utilité du mode silencieux de ton téléphone... Marine, bravo de t'être cassé des côtes en toussant ; merci pour ta gentillesse cachée derrière un humour si déroutant et pour ton ouverture musicale. Armelle, merci pour ton dynamisme, ton sourire et ta présence ; merci de faire des graphes avec bien plus de points que les miens, je me sens moins forcenée de la manip ! Merci pour ces pizzas partagées sous la pluie torrentielle de Venise. Jamais je ne t'égalerai à la corde à sauter, et bravo pour le fabuleux K.O. que tu m'as mis aux Pays-Bas (merci d'avoir pris soin de moi quand même après) ! Plus sportif que toi encore, on trouve Pierre qui ne se satisfait pas d'un entraînement par jour. Tu restes cependant quelqu'un de normal : merci pour ton rire et ta capacité d'autodérision. Romain, bravo pour ton inventivité, que serait le LadHyX sans tes bricolages ? Merci Jean-Philippe pour ton écoute et tes conseils avisés. Enfin, bonne chance à la toute nouvelle génération qui vient d'apparaître et me chasse : Ambre (qui semble assez mordue de voyages, c'est une bonne maladie), Joachim (bon vent sur l'aérophilie), Pierre et Thibault. Leur état d'esprit me semble lancé dans la lignée des ambiances précédentes, ce dont je me réjouis. En marge de l'équipe, merci à Lucie pour ces déjeuners partagés et les discussions sur tout et rien à la fois, en passant par la musique. Je remercie aussi tous les stagiaires qui sont venus dans l'équipe, nous ont aidés d'une façon ou d'une autre, et qui ont contribué au dynamisme et à la vie de notre groupe. Je pense plus particulièrement à ceux qui ont travaillé avec moi : Yuki, Midori, Chau et Matthias. Merci pour les interactions que nous avons pu avoir, du rire à l'agacement ; j'espère que vous gardez tous un bon souvenir de votre passage.

Cette équipe riche en thésards a profité de quelques post-docs. Cunjing, malgré ton anglais difficile, bravo pour ton implication dans ta recherche et ta volonté d'aller de l'avant. C'était un grand plaisir que d'assister à tes premiers pas au ski, conjointement avec Evan. Merci à toi pour ta bienveillance, ton ouverture d'esprit et tes connaissances si vastes ; merci pour ton aide généreuse, et le temps que tu as offert à chacun. Bravo d'avoir appris si vite et bien le français, et merci de nous avoir nourris de gaufrettes et de croquettes néerlandaises : tu nous as fait découvrir le meilleur de votre gastronomie ! Merci Nico pour ta bonne humeur constante, ton émerveillement lorsqu'on t'a proposé la première fois de jouer à la coinche et tes blagues macho que je n'arrive pas à goûter à leur juste valeur. Merci pour tes démonstrations sur le quai du RER ou dans le bureau de tes incroyables capacités de lévitation.

Merci beaucoup Camille pour nos discussions et ton enthousiasme communicatif pour la science ; merci de ton aide et de tes conseils si précieux au détour d'un café.

Enfin, cette *Compagnie des Interfaces* est guidée par nos deux chers chefs. Merci à vous pour ce binôme si équilibré que vous formez, et pour la liberté responsabilisante que vous nous laissez. Merci de nous permettre de rencontrer tant de monde en thèse et d'avoir tant de collègues, de nous laisser partir autant en conférence et de ne pas compter nos jours de congés... J'ai essayé de profiter à fond de tout ce que vous m'offriez, et je n'ai pas négligé de voyager.

Christophe, merci pour cette énergie que tu mets dans la recherche, pour ces modèles spontanés qui te viennent à l'esprit, en group meeting ou en discussion. Merci pour ces idées de manip un peu folles qui te viennent à l'esprit. Même si elle ne sont pas toutes réalisables, tu nous rappelles qu'impossible n'est pas français. Merci pour ces dîners d'équipe si chaleureux chez toi, qui font le lien entre les générations.

David, merci de ces passions que tu nous transmets : si en arrivant nous sommes déjà assez convaincu par la science, tu nous éduques à devenir des chercheurs en voie d'autonomie, chez qui la transmission tient une grande place à côté du choix du mot parfait, de la figure parfaite. Merci pour tes idées géniales, si simples, mais qui transforment les manières de voir classiques : de la superhydrophobie à l'aérophilie il n'y a qu'un pas, mais encore fallait-il l'imaginer. Ce fut une expérience très stimulante que de sortir ces bulles de l'ombre. Tu m'as toujours surpris par tes autres intérêts si variés et si poussés, de la littérature au ping-pong : merci d'être venu au concert de mon quatuor ! Merci pour tes touches d'humour dans des emails importants comme dans ceux, rares mais précieux, qui ne servent à rien. Qui d'autre que toi pourrait n'écrire qu'avec des "o" ? Cher Dovod, tes nombreuses histoires sont autant d'anecdotes amusantes, surtout celles à propos desquelles on se dit : j'ai les mêmes à la maison... Merci de m'avoir fait confiance à la fin de ton cours, pour oser m'envoyer après moult difficultés chez Detlef puis m'accorder une place dans l'équipe, ce qui a fini par me convaincre : moi qui n'aimait pas la recherche et ne voulait surtout pas faire de thèse, voilà que je pars en post-doc...

De la stagiaire embryonnaire néerlandaise à la thésarde enfant parisienne, de l'eau a coulé sous les ponts. (J'ai même brassé beaucoup d'air pour sortir de ma bulle... Je crains qu'il ne faille me pardonner, et passer l'éponge sur ces pauvres jeux de mots.) J'espère à présent que cette dernière page se tourne pour ouvrir un nouveau tome, de post-doc adolescente anglaise, pour une émancipation vers d'autres recherches : grâce à tous, la suite d'une aventure passionnante !

Titre : Textures fonctionnelles : aérophilie, propulsion et friction spéciale

Mots clés : Texture, rugosité, mouillage, bulle, goutte, lévitation, propulsion, friction

Résumé : L'effet des textures sur le mouillage et la propulsion est étudié dans cette thèse.

Des textures nanométriques hydrophobes sont utilisées pour traiter des plaques, capillaires ou fibres. Les surfaces sont alors aérophiles, toujours recouvertes d'un fin film d'air. En s'inspirant d'expériences classiques du mouillage de l'eau, la dynamique du mouillage par l'air des différents supports, immergés, est décrite de façon inédite.

Souffler sous un objet liquide ou solide permet, sous certaines conditions, de le soulever. Des macro-textures brisent l'asymétrie de l'écoulement du coussin d'air ; cela crée une force suffisante pour propulser l'objet, car la friction est ici presque inexistante. Selon l'emplacement des textures, gravées dans le poreux ou sous l'objet, les expériences ont lieu à bas ou haut Reynolds : la propulsion est d'origine visqueuse ou inertielle et a lieu dans des directions différentes.

Enfin, les deux échelles de textures sont mélangées, sur des surfaces crénelées non-mouillantes. Elles permettent de contrôler la vitesse de gouttes qui dévalent une surface. La viscosité de la goutte, la profondeur ou l'espacement des créneaux sont optimisés pour maximiser la friction : la qualité, plutôt que la quantité, des chocs contre les textures permet de ralentir un liquide.

Title: Functional textures: aerophilicity, propulsion and specific friction

Keywords: Texture, roughness, wetting, bubble, drop, levitation, propulsion, friction

Abstract: The influence of textures on wetting and propulsion is studied in this thesis.

Hydrophobic nanometric textures are used to cover plates, capillary tubes and fibers. The resulting surfaces are aerophilic, which means they are always covered by a thin layer of air. Inspired by classical experiments of droplet wetting, the dynamics of wetting by air on these surfaces, once immersed, is described for the first time.

Blowing air below a solid or a liquid allows, under specific conditions, to reach levitation. Macro-textures can break the asymmetry of the flow in the air cushion; this creates a force, strong enough to propel the object in this frictionless system. Depending on the textures location, engraved in the porous substrate or below the hovercraft, experiments happen at low or high Reynolds numbers: viscous or inertial propulsion leads to opposite directions.

Finally, both texture sizes are mixed to obtain non-wetting crenelated surfaces. They enable the velocity control of a liquid falling down a surface. Drop viscosity and channels depth or spacing are optimized to tune the friction. The efficiency, rather than the quantity, of the chocs against the textures is the main driver of drop slowdown.
