Physique du surf, ou sur l'entraînement de particules par des ondes

Eline Dehandschoewercker

▶ **To cite this version:**

Eline Dehandschoewercker. Physique du surf, ou sur l'entraînement de particules par des ondes. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066690 . tel-01597103

HAL Id: tel-01597103
https://theses.hal.science/tel-01597103

Submitted on 28 Sep 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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Physique du Surf,
ou sur l'entraînement de particules par des ondes

Éline Dehandschoewercker

Soutenance prévue le 25 octobre 2016 devant le jury composé de :

DORBOLO Stéphane	Rapporteur	Université de Liège
RABAUD Marc	Rapporteur	Université Paris-Sud
JOSSERAND Christophe	Examinateur	Université Pierre et Marie Curie
POPINET Stéphane	Examinateur	Université Pierre et Marie Curie
CLANET Christophe	Directeur de thèse	École Polytechnique
QUÉRÉ David	Directeur de thèse	ESPCI

Table des matières

Introduction générale **1**

I Le Surf en Hydrodynamique **3**

Histoire du Surf **5**

Données de terrain **13**

1 Vagues du surf **19**
Spots de surf 20
Les vagues du surf en laboratoire 23
1.1 Vagues périodiques non-déferlantes 24
1.1.1 Influence de l'amplitude, de la longueur d'onde et de la profondeur moyenne 25
1.1.2 Théorie linéaire des ondes de surface gravitaires 26
1.1.3 Célérité des vagues 27
1.1.4 Trajectoire des particules fluides 28
1.2 *Shoaling* 29
1.2.1 Effets d'une bathymétrie progressive 29
1.2.2 Ralentissement des vagues 30
1.2.3 Levée des vagues 30
1.3 Déferlement bathymétrique 32
1.3.1 Les différentes vagues déferlantes 33
1.3.2 Critères 34
1.3.3 Propriétés des vagues déferlantes 35
Conclusion 35

2 Conditions de surf **37**
Planches de surf 37
Le Surf en laboratoire 42
2.1 Capture par des vagues déferlantes en eau peu profonde 44
2.1.1 Force des vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches . 44
2.1.2 Capture des planches par les vagues 47
2.1.3 Critère de capture d'une planche de surf par la mousse 48
2.2 Capture par des vagues non-déferlantes en eau profonde 49
2.2.1 Force des vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches . 51
2.2.2 Capture des planches par les vagues, sans vitesse initiale 53
2.2.3 Capture des planches par les vagues, avec vitesse initiale 55

2.2.4 Critère de capture d'une planche de surf par les vagues non-déferlantes 56
2.3 Capture par des vagues en bathymétrie progressive . . . 57
2.3.1 Capture des planches par les vagues . . . 58
2.3.2 Zone de surf . . . 60
Surf de planches de surf sur les vagues du surf! . . . 61

3 Stabilité des surfeurs 63
Surf et équilibre . . . 63
La stabilité des surfeurs en laboratoire . . . 66
3.1 Limite statique . . . 67
3.1.1 Hauteur de chute . . . 68
3.1.2 Mise en équation . . . 69
3.1.3 Couple de rappel statique . . . 69
3.1.4 Equilibre statique . . . 71
3.1.5 Conclusion en statique . . . 71
3.2 En dynamique . . . 73
3.2.1 Stabilisation par la vitesse . . . 73
3.2.2 Vitesse de stabilisation . . . 74
3.2.3 Couple de rappel dynamique . . . 76
3.2.4 Equilibre dynamique . . . 77
3.2.5 Conclusion en dynamique . . . 77
Le Tao du Surf . . . 78

Autres surfs 79
Les surfs de rivière . . . 79
Surf sur un mascaret . . . 79
Surf sur un ressaut hydraulique stationnaire . . . 81
Les surfs sur vagues artificielles . . . 82
Vagues artificielles statiques . . . 82
Vagues artificielles dynamiques . . . 83
Equilibre dynamique . . . 83
Positions des surfeurs sur les vagues . . . 83
Extension du modèle de Hayes . . . 84

II Le Surf dans d'autres domaines de la Physique 89

Introduction à l'entraînement de particules par des ondes dans d'autres domaines de la Physique 91

4 Dans le domaine mécanique 93
Surf mécanique en laboratoire . . . 94
4.1 Particules solides indéformables . . . 97
4.1.1 Solides indéformables . . . 98
4.1.2 Les deux régimes . . . 99
4.1.3 Diagramme de transition . . . 99
4.1.4 Transition Surf-Dérive des particules solides indéformables . . . 100
4.1.5 Régime de Surf . . . 103
4.1.6 Régime de Dérive . . . 105

4.2 Particules solides déformables . . . 107
4.2.1 Solides déformables . . . 107
4.2.2 Les deux régimes . . . 108
4.2.3 Diagramme de transition . . . 109
4.2.4 Influence de la déformabilité . . . 110
4.3 Gouttes en Leidenfrost . . . 111
4.3.1 Gouttes d'oxygène liquide . . . 111
4.3.2 Les deux régimes . . . 111
4.3.3 Diagramme de transition . . . 113
4.3.4 Changement de référentiel . . . 113
4.3.5 Régimes de Surf et de Dérive . . . 116
4.3.6 Antivagues . . . 118
Conclusion . . . 121

5 Dans le domaine magnétique 125
Surf magnétique en laboratoire . . . 126
5.1 Diagramme de phase et transition . . . 130
5.1.1 Les deux régimes . . . 130
5.1.2 Diagrammes de phase . . . 131
5.1.3 Etude énergétique . . . 132
5.1.4 Transition Surf-Dérive des particules magnétiques . . . 134
5.2 Surf magnétique . . . 136
5.2.1 Propulsion par oscillation . . . 136
5.2.2 Vitesse moyenne de surf . . . 137
5.2.3 Pulsation des oscillations de surf . . . 137
5.3 Dérive magnétique . . . 138
5.3.1 Propulsion inversée . . . 138
5.3.2 Vitesse moyenne de dérive . . . 139
5.3.3 Oscillations de dérive de la bille . . . 141
Conclusion . . . 143

Autres entraînements de particules par des ondes 145
Surf sur une onde plasma . . . 145
Surf sur une onde de choc . . . 146

Conclusion générale 147

III Annexes 155

A Glossaire du Surf 157

B Vagues mécaniques déformables 163

C Modèle théorique du Surf mécanique Etude dynamique 167

D Particules à faible frottement 171

E Impacts de gouttes en Leidenfrost sur bains liquides **175**
E.1 Présentation de l'expérience 176
E.1.1 Dispositif expérimental 176
E.1.2 Paramètres expérimentaux utiles 177
E.1.3 Catégorisation des impacts 177
E.2 Différents régimes d'impact 178
E.2.1 Mise en évidence 178
E.2.2 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact et de la taille de la goutte 180
E.2.3 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact de la goutte et de la viscosité du bain 181
E.2.4 Vitesse critique en fonction de la tension de surface du bain 181
E.3 Cavités d'impact 182
E.3.1 Description 183
E.3.2 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide 184
E.3.3 Influence de la viscosité du bain liquide 184
E.3.4 Influence de la tension de surface du bain liquide 185
E.3.5 Modélisation 186
E.4 Rebond de la goutte d'oxygène liquide après l'impact 188
E.4.1 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide 188
E.4.2 Influence de la viscosité du bain liquide 189
E.4.3 Modélisation 190
E.4.4 Energies de dissipation lors du rebond 192
E.5 Au-delà de l'impact 193
E.5.1 Taux d'évaporation 193
E.5.2 Effet cascade 194

Bibliographie **202**

Introduction générale

On ne peut arrêter les vagues mais on peut apprendre à surfer.
Jon Kabat-Zinn [65].

Surfer consiste à se maintenir en équilibre sur une planche portée par une vague. D'un point de vue physique, le surf correspond à l'entraînement d'une particule (le surfeur sur sa planche) par une onde (traditionnellement une vague côtière déferlante).

Pourtant, une onde est par définition une propagation d'énergie sans transport de matière. Si cette affirmation est vérifiée pour les particules fluides des ondes de surface, il est alors surprenant que les surfeurs sur leur planche réussissent à être entraînés à la vitesse des vagues. D'ailleurs, tout objet à la surface de l'eau n'est pas nécessairement emporté au passage des vagues, à l'image du bouchon de pêche qui dérive. Nous nous attachons à comprendre notamment les conditions de l'entraînement des particules par les ondes.

Les *spots* de surf offrent une grande diversité de vagues (introduction du Chapitre 1) et les *surf shops* une gamme diversifiée de planches (introductions du Chapitre 2 et du Chapitre 3). On observe généralement que les débutants surfent dans la mousse près du rivage sur des *longboards* (figure 1 (a)). Par contre, les surfeurs plus expérimentés cherchent à effectuer des figures en équilibre debout sur leur *shortboard* où les vagues commencent à déferler (figure 1 (b)).

(a) (b)

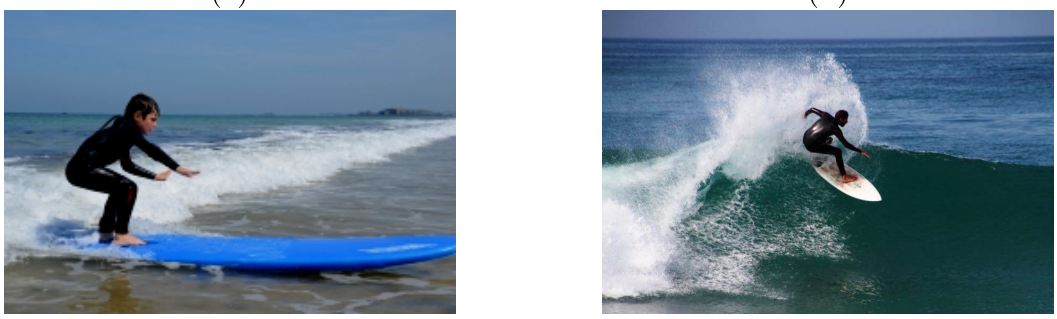


FIGURE 1 – Apprendre à surfer, c'est développer les techniques de base qu'on nous a enseignées à partir des sensations acquises lors de sa pratique. (a) De la première vague, (b) à la recherche de la vague parfaite.

Nous cherchons à déterminer l'influence des différentes caractéristiques des vagues (de vagues déferlées ou de vagues à leur point de déferlement) et des planches (en particulier leurs dimensions) sur les conditions d'entraînement et d'équilibre du surfeur.

Dans la première partie de cette thèse, nous nous intéressons au surf hydrodynamique : la particule est un surfeur sur sa planche et l'onde est une vague.
Nous présentons d'abord un bref aperçu de l'évolution du Surf, du *He'e nalu* hawaïen au sport extrême d'aujourd'hui (Histoire du Surf). Nous partons ensuite des résultats de nos expériences sur le terrain (Données de terrain) pour dégager les enjeux des deux problématiques principales : Comment le surfeur attrape la vague ? Comment le surfeur reste en équilibre sur sa planche ? Il convient d'abord de nous intéresser aux particularités des vagues du surf. La transformation de la houle en vagues déferlantes et les différents types de déferlement sont alors présentés dans le Chapitre 1. La caractérisation des vagues est essentielle pour l'étude de leur interaction avec les planches de surf. Les critères de capture des planches par les différents types de vagues sont déterminés dans le Chapitre 2 tandis que la stabilité des surfeurs sur les planches est discutée dans le Chapitre 3. Les surfs de rivière (sur un mascaret ou sur un ressaut hydraulique stationnaire) et les surfs sur vagues artificielles (statique ou dynamique) sont finalement abordés dans la conclusion de la première partie.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous nous intéressons à l'entraînement de particules par des ondes dans d'autres domaines de la Physique.
Dans le Chapitre 4, les particules sont des objets mis en mouvement par roulement ou glissement à l'approche de séries de bosses et de creux. Les critères de capture des objets par la vague mécanique sont mis en parallèle avec les conditions de surf hydrodynamique établies dans la première partie de la thèse. Mais, cette approche nous permet aussi d'examiner les trajectoires des surfeurs mécaniques. Nous montrons en particulier que leur déformabilité joue un rôle majeur dans la capture. Nous examinons aussi le cas étonnant du surf mécanique sans frottement. Dans le Chapitre 5, des particules sensibles au champ magnétique sont soumises à un puits d'énergie magnétique créé par un aimant permanent en mouvement. La capture des objets sans frottement par cette antivague magnétique est inattendue. Nous identifions alors les mécanismes de dissipation qui interviennent dans le surf magnétique. Enfin, nous remarquons que le phénomène de surf est aussi impliqué dans des domaines aussi éloignés de l'hydrodynamique que sont la physique des plasmas ou l'astrophysique. Ces applications sont décrites brièvement dans la conclusion de la seconde partie.

Première partie

Le Surf en Hydrodynamique

Histoire du Surf

(a) (b)

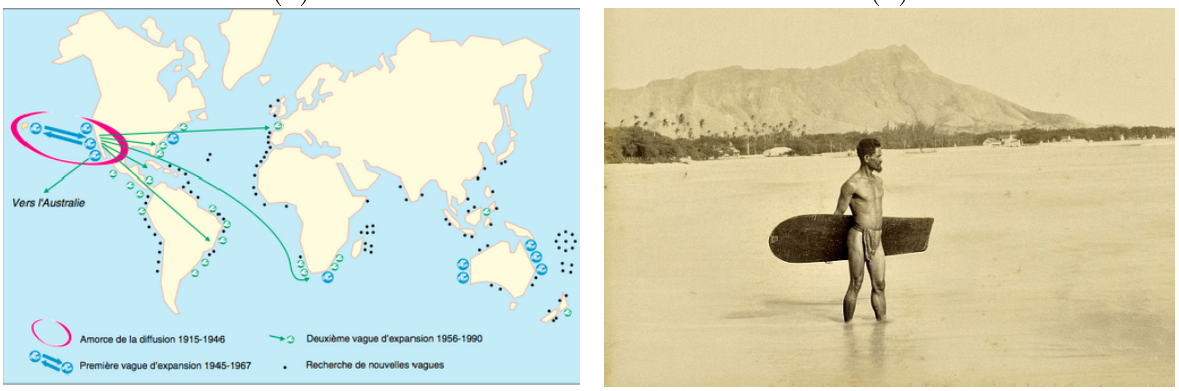


FIGURE 1 – (a) La diffusion du surf dans le monde, Mappemonde de J.-P. Augustin [25]. (b) Photographie d'un surfeur sur la plage de Waikiki à Honolulu, sur la côte sud de l'île d'Oahu, à Hawaï, vers 1890 [111]

He'e nalu

Le *He'e nalu* est le sport ancestral hawaïen à l'origine du surf moderne. Il consistait à se laisser glisser sur des planches en bois dans les vagues (*he'e* : glisser, *nalu* : la vague) pour rejoindre le rivage. Il était pratiqué par tous, hommes et femmes, enfants et surtout adultes, appartenant à la noblesse ou faisant partie du peuple [31, 44].

Dans le *Kapu*, la culture hawaïenne

L'excellence dans la pratique du *He'e nalu* était une qualité valorisée socialement qui conférait une place éminente dans la société. Les membres de la classe influente, l'*Ali'i*, se confrontaient au peuple, le *Maka'ainana*, dans de féroces compétitions, pour justifier leur supériorité. Les prérogatives de l'élite étaient que certaines plages leur étaient exclusivement réservées et que leurs planches étaient les plus imposantes et faites d'un bois plus rare [31].

En revanche, hommes et femmes pratiquaient cette activité sur un pied d'égalité. Le surf faisait même partie du rite amoureux : hommes et femmes se prêtaient au jeu de la séduction en partageant cette activité [44].

Le *He'e nalu* était intensément pratiqué pendant le *Makahiki*, période festive et rituelle en l'honneur du dieu Lono, dieu de la fertilité, (entre mi-octobre et début févier) [31]. Les rituels d'invocation des vagues pour le surf étaient conduits par les *Kahunas*, les prêtres hawaïens. Les cérémonies religieuses se disaient reposer sur le *Mana*, l'émanation de la puissance spirituelle du groupe, grâce aux chants et aux prières (figure 2) [44]. En réalité, les prêtres étudiaient scrupuleusement les conditions météorologiques et étaient très compétents dans leurs prévisions [44].

Ina'a 'ohe nalu, a laila aku i kai, penei e hea ai :
Kumai ! Kumai ! Ka nalu nui mai Kahiki mai,
Alo po, i pu ! Ku mai ka pohuehue,
Hu ! Ka ko , o loa !

"S'il n'y a pas de vague, regarde en direction de la mer en l'imaginant :
Élève ! Lève ta houle géante de Kahiki,
Tes puissantes vagues roulantes, Soulève-toi avec pohuehue !
Debout ! longue vague rugissante."

FIGURE 2 – Chant hawaïen traditionnel enregistré lors d'une célébration annuelle de surf en 1896 et rapporté par Gault-Williams (traduit de l'anglais par Gabrielle Saint-Yves) [94]. Kahiki est le nom hawaïen de l'île de Tahiti, Polynésie française. Pohuehue est une plante endémique de l'archipel d'Hawaï traditionnellement utilisée dans les rituels d'invocations des vagues.

De nombreuses légendes, contes historiques et récits anciens, relatent des histoires extraordinaires de surf, allégoriques et allusives, suggestives et pleines d'humour [118]. En raison de leur tradition essentiellement orale, il existe très peu de témoignages écrits indigènes. Quelques pétroglyphes, gravés dans des roches volcaniques, ont été retrouvés sous les plages d'Hawaï (figure 3) [36].

(a) (b)

FIGURE 3 – Pétroglyphes hawaïens représentant des figures humaines debout sur des planches : (a) Photographie de Selvin Chin-Chance et (b) Illustration de la page de présentation du premier chapitre de *Legendary surfers* de M. Gault-Williams [44].

Les *Haoles*

Les premiers documents écrits datent des expéditions britanniques du capitaine James Cook dans l'océan Pacifique à la fin du XVIIIème siècle. Le lieutenant second James King fait en 1779 dans la baie de Kealakekua à Kona, grande île d'Hawaï, le premier reportage sur le surf [31, 6]. Le peintre anglais John Weber réalise le tout premier dessin montrant une planche de surf (figure 4 (a)) [51, 14]. Plus tard, l'explorateur français, Jacques Arago rapporte des gravures faites à Hawaï plus esthétiques qu'informatives (figure 4 (b)) qui mettent en exergue la nudité des femmes hawaïennes [118, 101]. Ces gravures illustrent d'abord l'importance du surf dans la culture hawaïenne et annoncent déjà la déliquescence morale attribuée à la pratique du surf.

(a) (b)

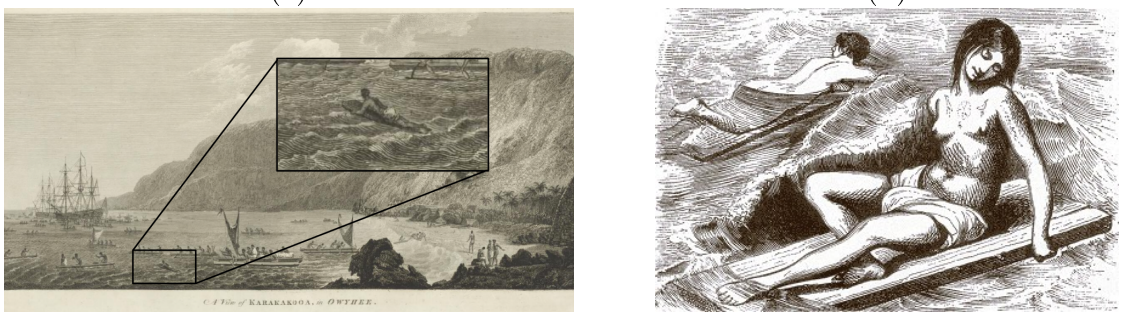


FIGURE 4 – (a) *A View of Karakakooa Bay, in Owyhee*. Polynésiens dans la baie de Kealakekua à Kona, grande île d' Hawaï. Première gravure montrant un surfeur, par William Byrne à partir des dessins originaux de John Weber, 1779 [14]. (b) *Wahine, Hawaii*. Surfeuse hawaïenne dans une pause langoureuse, gravure basée sur les croquis de l'explorateur Jacques Arago, vers 1820 [101].

En effet les *Haoles*, les "blancs" pour les Hawaïens, sont d'abord fascinés par la maîtrise technique des Hawaïens en ce qui concerne tout ce qui a trait à la navigation. Ils sont en particulier impressionnés par le *He'e nalu* qui contraste avec l'image dangereuse qu'ils ont de la mer. Mais les missionnaires finissent par interdire sa pratique en le dénonçant comme un acte de dépravation, contraire aux conventions morales de la religion chrétienne. Le surf commence alors progressivement à disparaître, sans être toutefois complètement oublié : quelques rebelles à la colonisation continuèrent à vivre de façon traditionnelle et d'exercer ce passe-temps méprisé par la nouvelle société [31].

Le monde du surf

D'Hawaï au reste du monde

A la fin du XIXème siècle, l'opinion devient plus ambigüe (figure 5) : le surf est toujours considéré en marge de la nouvelle société hawaïenne mais connait un renouveau sous l'impulsion du développement du tourisme [72]. Les *Waikiki Beach Boys*, précurseurs de l'esprit surf, ne tardent pas à ouvrir les premiers clubs de surf sur la plage éponyme (figure 6 (a) et figure 6 (b)) [118, 117].

(a) (b)

FIGURE 5 – (a) *Hawaiian Surf-Bathing*, anonyme, vers 1890. (b) *A Trip to Hawaii*, Surfeur sur la plage de Waikiki au pied du cratère de Diamond Head, anonyme, 1897.

(a) (b)

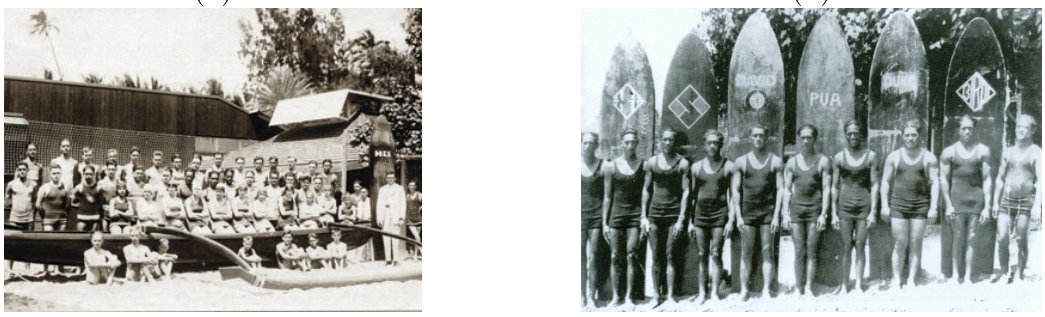


FIGURE 6 – (a) Membres de l'*Outrigger Canoe Club*, premier club de surf ouvert en 1908 (photographie de 1915). (b) Membres du *Hui nalu Club*, club de surf ouvert en 1910.

On peut citer trois figures pionnières du renouveau du surf à Hawaï et de son expansion à travers le monde. Alexander Hume Ford fonde en 1911 le magazine *Mid-Pacific* pour promouvoir l'archipel et le surf (figure 7 (a)) [72, 118]. George Freeth, hawaïen de par sa mère, est encouragé par des centaines de spectateurs de Californie lors de ses sessions de surf à Venise Beach en octobre 1907 et à Redondo Beach à l'été 1909. Désigné à cette époque comme "the man who walked on water", il est considéré aujourd'hui comme le père du surf moderne (figure 7 (b)) [118]. C'est finalement l'Hawaïen Duke Kahanamoku, personnalité de renommée internationale en tant que champion olympique de natation, qui relance définitivement le surf avec des démonstrations médiatisées en Californie en 1912 et en Australie en 1915 (figure 7 (c)) [117, 13].

(a) (b) (c)

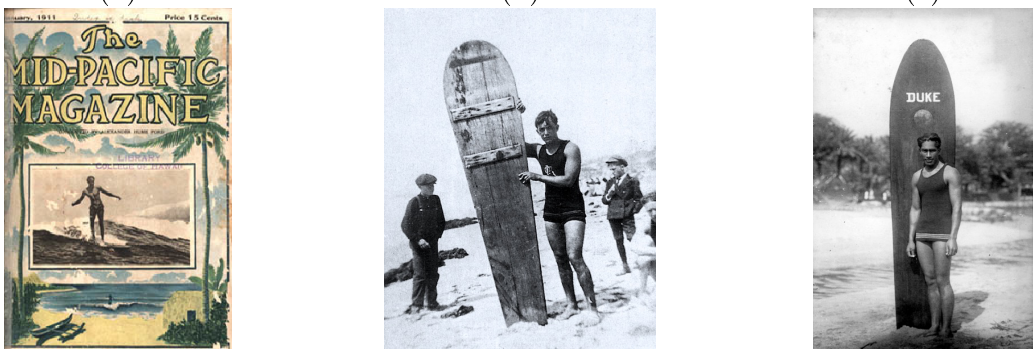


FIGURE 7 – (a) Alexander Hume Ford sur la couverture de la première édition du *Mid-Pacific Magazine*, Janvier 1911. (b) George Freeth à Redondo Beach en Californie en 1909. (c) Photographie de Duke Kahanamoku datée de 1920.

La popularisation du surf a été favorisée par les avancées technologiques du XXème siècle. En particulier, les évolutions techniques des planches et des accessoires ont facilité sa pratique. Mais l'essor de l'automobile a aussi rendu accessible le surf à un public plus étendu géographiquement (les *Surfaris*, ont notamment permis son expansion tout le long de la côte ouest des Etats-Unis) [31].

La vague du surf déferle sur le monde !

La culture surf naît dans les années 1950-1960 dans le sud de la Californie. Le grand public découvre le surf dans tous les médias (figure 8) : les livres (*The cruise of the Snark* de Jack London publié en 1911 [78]), les films (avec notamment *The Endless summer* sorti en 1966), la musique (avec notamment la *surf pop* associée aux Beach Boys et le *surf rock* lancé par Dick Dale et les Del-Tones) et les magazines (*Surfer Magazine*, fondé dans les années 1960, devenu *Surfer*). La culture surf s'étend alors à la mode (les bikinis, les combinaisons, *boardshorts* et baggies), aux voitures (*Pontiac woodie, van Volkswagen*), aux marques (*Rip Curl, Oxbow, Kanabeach, O'Neill, Quicksilver...*), même à l'art et à la télévision (documentaires ou fictions), ...

FIGURE 8 – Quelques icônes culturelles du Surf. (a) *The cruise of the Snark* de Jack London, première édition, publiée en 1916. (b) *The Endless summer*, sorti en 1966. (c) *Surfin'USA* des Beach Boys, sorti en 1963. (d) *Surf Beat* de Dick Dale et les Del-Tones, sorti en 1961. (e) *Surfer*, couverture du magazine de Septembre 1988. (f) *Pontiac woodie*. (g) *Van Volkswagen*. (h) *Surfing Madonna* à Encinitas en Californie.

La terminologie, avec notamment les expressions et termes spécifiques pour le matériel, les manœuvres, figures et poses et les étapes de la pratique, devient la langue du monde du surf (Glossaire du surf en Annexe A).

Le surf aujourd'hui

Le sport extrême

Aujourd'hui, le surf est un sport notamment connu grâce à ses compétitions mondiales et popularisé par de grandes figures (figure 9) [13, 117].

(a) (b)

(c) (d)

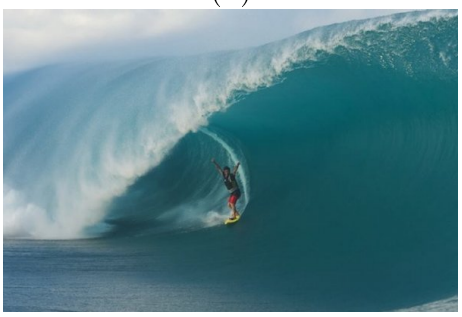


FIGURE 9 – (a) Kelly Slater, surnommé "King Kelly", surfeur professionnel américain, est une véritable légende vivante du surf avec un record absolu de onze titres de champion du monde (dernier titre en 2011) [13]. (b) Bethany Hamilton, jeune surfeuse américaine, qui continue de surfer malgré l'attaque de requin qui lui a coûté un bras (sur la côte Nord d'Hawaï en 2003) [117]. (c) Laird Hamilton, surfeur américain ayant grandi et vivant à Hawaï, est un surfeur de grosses vagues qui détient le record du plus gros tube jamais surfé (Teahupoo en 2000) [13]. (d) Benjamin Sanchis, surnommé "Sancho", surfeur français, est connu pour détenir le record de la plus grosse vague jamais surfée (Nazaré au Portugal, en 2014, 33 m) et la plus grosse vague prise à la rame (Jaws à Hawaï, en 2016, entre 15 et 18 m).

L'esprit surf

L'esprit surf est l'héritage de l'Histoire du surf. Dans l'introduction de son livre *Le Monde du Surf* [31], Gibus de Soultrait écrit : *"L'histoire du surf est une belle histoire. Elle est sociale, avec l'inscription rituelle du he'e nalu dans la société traditionnelle hawaïenne. Elle est inventive, avec le renouveau de la pratique au début du XXème siècle et la quête au fil des décennies d'un surf plus manœuvrant et d'un matériel chaque fois plus approprié. Elle est bohème, avec des individus, dans les années cinquante, qui privilégient la saveur des vagues au confort d'une vie établie et s'installent sur la plage ou dans les îles pour se consacrer aux joies de la houle et à ses défis. Elle est juvénile et "sixties", avec une Californie prise dans le tourbillon d'une mode surf galvanisée par ces enfants du Baby-boom en passe de devenir adultes mais ivres d'insouciance heureuse. Elle est sportive, avec des surfeurs de plus en plus agiles dans leur pratique et des champions qui gagnent. Elle est révoltée avec une guerre du Vietnam incompréhensible qui fauche tout et un rejet de l'"american way of life" dont le carcan et l'argent ne peuvent rimer avec l'océan. Elle est utopique, en voyant la nature, la drogue et les voyages combler l'existence et permettre de vivre ensemble. Elle est aventurière, en prenant la route des vagues au gré des vents et des rencontres sans que sur la carte ne soit toujours indiqué le chemin du retour. Elle*

est esthétique, avec une pratique sublimée en un art poursuivant l'harmonie avec la vague. Elle est compétitive avec des surfeurs qui veulent prouver qu'ils sont plus forts, qui veulent savoir qui est le meilleur et ainsi poussent le sport en constituant un circuit international de compétitions professionnelles. Elle est économique et libérale avec des marques de surfwear innocentes qui s'adressent à leurs pairs surfeurs et deviennent conquérantes en attaquant d'autres marchés. Elle est médiatique, avec des films et magazines qui relatent régulièrement son évolution en cours et des récupérations extérieures utilisant la portée de son message spectaculaire. Elle est environnementale, avec des ancêtres hawaïens attentifs à la précarité de leurs ressources et des surfeurs modernes devenus, par la force des choses, militants écologiques pour certaines. Une histoire sportive et humaine avançant en boucle à l'image des vagues qui alimentent son destin et rythment son monde."
Le surf, c'est finalement un mode de vie à part entière.

Données de terrain

Expériences de surf sur le terrain

Les expériences de surf sur le terrain ont été réalisées avec le surfeur Alexandre De Sales sur le spot de l'Uhabia à Bidart, France. Les caractéristiques des vagues, du surfeur et de la planche sont présentées sur la figure 1.

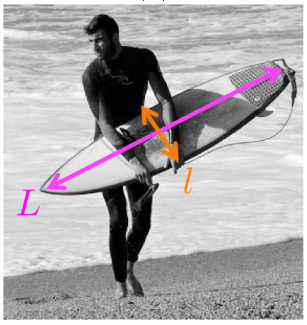
(a)

(b)

Caractéristiques des vagues	
T (s)	$12 - 14$
H (m)	$0.8 - 1$
c (m/s)	2.5

Conditions météorologiques	
Houle	Nord-Ouest
Vent	Ouest

(c)



(d)

Surfeur : Alexandre De Sales	
Taille (m)	1.90
M (kg)	75

Planche : Shortboard	
L (cm)	152
l (cm)	49
e (cm)	6
m (kg)	2.5

FIGURE 1 – (a) Photographie prise du haut de la falaise de l'Uhabia (d'où ont été filmées les expériences de surf sur le terrain) : au premier plan, plage de l'Uhabia à Bidart et en arrière plan, Biarritz. (b) Caractéristiques des vagues : T est leur période, H leur hauteur approximative et c leur vitesse moyenne. Conditions météorologiques : directions de la houle et du vent.(c) Photographie d'Alexandre De Sales et sa planche. (d) Informations sur le surfeur et sa planche : M est la masse du surfeur ; L, l, e et m sont respectivement la longueur, la largeur, l'épaisseur et la masse de la planche.

Surf ou dérive

Quand la vague approche du surfeur, on observe deux régimes différents illustrés sur la figure 2. Soit le surfeur est entraîné par la vague et sa vitesse devient comparable à celle de la vague : il surfe (figure 2 (a)). Soit il est dépassé par la crête de la vague : on dit qu'il dérive (figure 2 (b)).

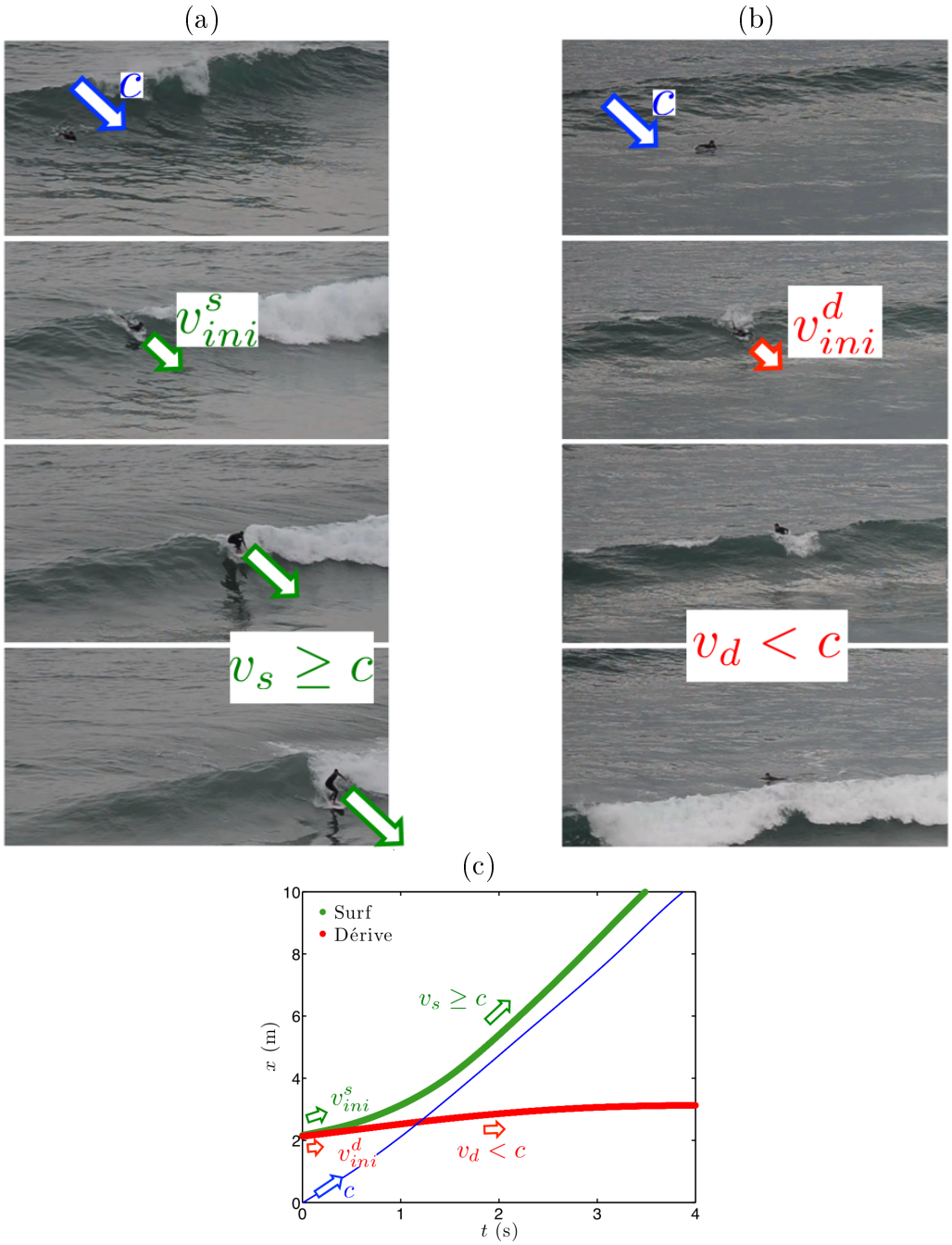


FIGURE 2 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive du surfeur. Le pas de temps est de 1.25 s. La vitesse des vagues est $c = 2.5$ m/s. (c) Trajectoires de la vague (en bleu, la crête de la vague) et du surfeur (en vert, dans le régime de surf ; en rouge, dans le régime de dérive). Dans le régime de surf, la crête de la vague reste derrière le surfeur et l'accélère : $v_s \geq c$. Dans le régime de dérive, la crête de la vague dépasse le surfeur et la vitesse du surfeur reste petite devant celle de la vague : $v_d < c$.

Les trajectoires de la vague et du surfeur dans les deux régimes sont présentées sur la figure 2 (c). On constate que la vitesse initiale du surfeur dans le régime de surf v^s_{ini} est plus importante que celle dans le régime de dérive v^d_{ini} (toutes deux inférieures à la vitesse de la vague c). Pour être accéléré à la vitesse de la vague, c'est-à-dire surfer, on observe donc que le surfeur doit avoir une vitesse initiale suffisante.

Etapes du surf

On distingue plusieurs étapes que le surfeur doit nécessairement enchaîner pour attraper la vague (figure 3).

FIGURE 3 – Les différentes étapes du surf. (a) *Paddling out*, (b) *Waiting*, (c) *Paddling*, (d) *Catching the wave*, (e) *Taking-off* , (f) *Dropping-in*, (g) *Cutting-across* et (h) *Riding the wave*.

***Padding out* : le surfeur nage vers les vagues.**

Le surfeur nage de la plage vers le large en position ventrale sur la planche (figure 3 (a)). Il cherche à attraper la vague à son point de déferlement, c'est-à-dire au moment où elle commence à déferler.

***Waiting* : le surfeur attend les vagues.**

On observe ensuite que le surfeur attend les vagues assis sur sa planche immobile à la surface de l'eau (figure 3 (b)).

***Paddling* : le surfeur rame.**

A l'approche de la vague, le surfeur se met en mouvement : il nage sur sa planche en direction de la plage (figure 3 (c)). Au départ immobile, il accélère en ramant jusqu'à une certaine vitesse qu'on définit comme sa vitesse initiale.

***Catching the wave* : le surfeur est accéléré à la vitesse de la vague.**

Si le surfeur a atteint une vitesse initiale suffisante en ramant, il est capturé par la vague et est accéléré jusqu'à la vitesse de la vague (figure 3 (d)). La vague exerce donc une force sur le surfeur.

***Taking-off* : le surfeur se lève sur la planche.**

Quasi-simultanément, on observe que le surfeur se lève rapidement (moins de deux secondes) sur la planche : il passe de la position allongée à la position debout (figure 3 (e)). Le changement de position du surfeur sur sa planche entraîne alors la modification de la position du centre de gravité de l'objet flottant, ce qui est susceptible de le déstabiliser.

***Dropping-in* : le surfeur va plus vite que la vague.**

Le surfeur va plus vite que la vague et glisse le long de la pente (figure 3 (f)). Son accélération est limitée par les forces de frottements de l'eau sur la planche.

***Cutting-across* : le surfeur (re)tourne dans la vague.**

Pour rester dans la vague, les surfeurs débutants essayent de modifier leur position sur leur planche tandis que les surfeurs initiés effectuent un virage en bas de vague pour revenir vers la vague (figure 3 (g)).

Le surfeur débutant joue sur la répartition de masse sur sa planche pour modifier le rapport des forces motrices et de frottements et donc se ralentir pour rester sur la vague. Le surfeur initié parvient à tourner dans la vague pour conserver la composante de sa vitesse selon la direction de propagation de la vague égale à la vitesse de propagation de la vague.

***Riding the wave* : le surfeur surfe la vague !**

Le surfeur effectue alors des figures en *shortboard* (*air, bottom turn, cut back, floater, roller, tube, rail grab, snap, tail slide, 360°*,...) (figure 3 (h)) ou des poses en *longboard* (par exemple : *nose riding, hang five, hang ten*, ...) (Glossaire du Surf en Annexe A).

En résumé, pour surfer, le surfeur attrape la vague au moment où elle commence à déferler. Le mécanisme de transformation de la houle entrante en vagues côtières déferlantes et les propriétés des vagues à leur point de déferlement sont présentés dans le Chapitre 1.

Le surfeur doit alors atteindre en ramant une vitesse initiale qui lui permet d'être capturé par la vague. Les conditions de capture d'objets flottants sur des vagues sont établies dans le Chapitre 2.

La vitesse ainsi acquise lui permet également de garder l'équilibre quand il se lève sur la planche. La question de la stabilité des objets flottants est discutée dans le Chapitre 3.

Chapitre 1

Vagues du surf

FIGURE 1.1 – De la houle aux vagues côtières déferlantes.

Sommaire

***Spots* de surf** **20**

Les vagues du surf en laboratoire **23**

1.1 Vagues périodiques non-déferlantes **24**

1.1.1 Influence de l'amplitude, de la longueur d'onde et de la profondeur moyenne 25

1.1.2 Théorie linéaire des ondes de surface gravitaires 26

1.1.3 Célérité des vagues 27

1.1.4 Trajectoire des particules fluides 28

1.2 *Shoaling* **29**

1.2.1 Effets d'une bathymétrie progressive 29

1.2.2 Ralentissement des vagues 30

1.2.3 Levée des vagues 30

1.3 Déferlement bathymétrique **32**

1.3.1 Les différentes vagues déferlantes 33

1.3.2 Critères 34

1.3.3 Propriétés des vagues déferlantes 35

Conclusion **35**

Spots de surf

Le surf se pratique traditionnellement le long des littoraux et les vagues du surf sont principalement des vagues côtières déferlantes. Le site de pratique du surf est appelé *spot* de surf. Il peut s'agir d'une vague particulière ou d'une zone, souvent une plage, parfois étendue, qui présente régulièrement des vagues à surfer [110].

De la houle aux vagues côtières déferlantes

La houle est l'ondulation non-déferlante, détachée du vent local et presque périodique, qui se propage à la surface de la mer vers le rivage [121]. Au voisinage du littoral, on observe que la houle ralentit et s'amplifie : c'est le phénomène de levée des vagues (*shoaling* en anglais). Plus près du rivage, la forme des vagues se modifie profondément. De l'écume apparaît d'abord à la crête des vagues et leur amplitude diminue brusquement : c'est le phénomène de déferlement (figure 1.1) [32].

Différentes formes de déferlement

On distingue plusieurs grands types de vagues côtières déferlantes selon la forme de leur déferlement (figure 1.2) [56, 32, 105].

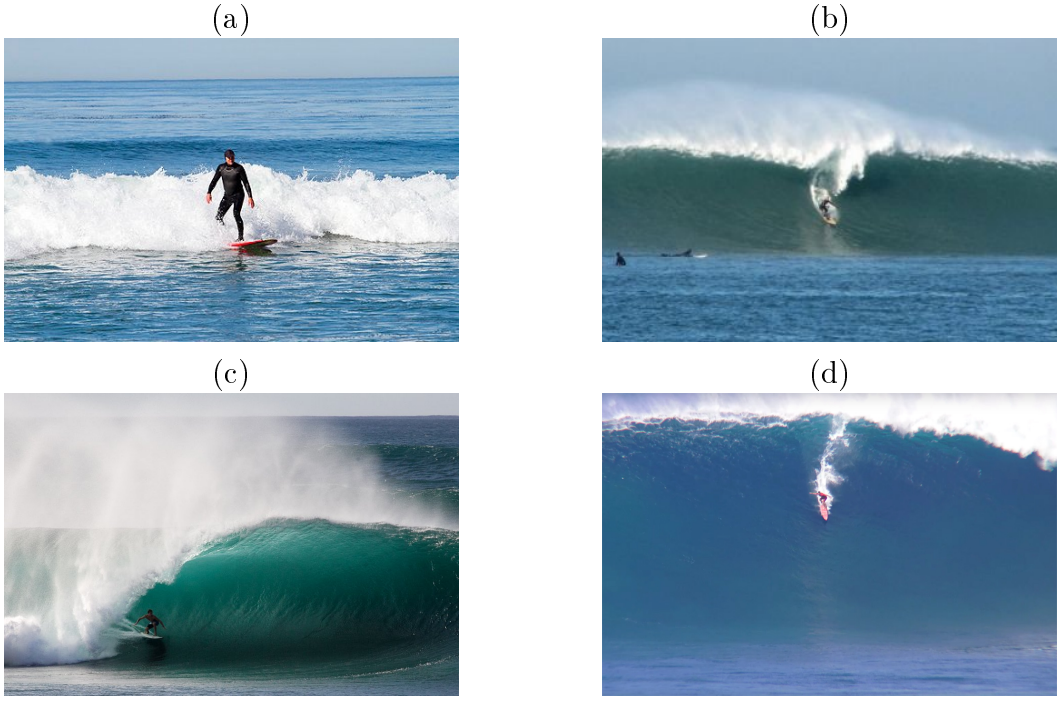


FIGURE 1.2 – (a) Débutant surfant dans la mousse. (b) *Spot* Parlementia, Guétary, Pays Basque, France. (c) Tube à Banzai Pipeline, Hawaï, États-Unis. (d) Vague géante à Jaws, Hawaï, États-Unis.

La mousse correspond aux plus petites vagues surfées, particulièrement écumeuses, qui sont généralement tout près du rivage. Elle est issue d'un déferlement rapide et généralisé ou est le résidu persistant du déferlement d'une vague plus importante (figure 1.2 (a)). Surfée d'abord par les débutants en raison de sa petite taille, elle est finalement surfée par tous lors de la sortie de l'eau.

Les vagues creuses sont des vagues qui présentent, après gonflement, un déferlement plus lent et par la crête (figure 1.2 (b)). Elles sont typiquement de l'ordre d'un mètre à plusieurs mètres de hauteur. Les plus petites sont des vagues dites de *longboards*, plutôt surfées par les débutants et initiés, les vagues intermédiaires sont les vagues de *shortboards* pour les surfeurs confirmés et les plus grandes sont des vagues de *guns* réservées aux experts.

Les vagues peuvent aussi avoir une structure tubulaire avec une lèvre plongeante à l'avant de la vague (figure 1.2 (c)). Les *tubes* peuvent être assez grands pour permettre le passage du surfeur.

Les vagues géantes sont des vagues creuses d'une hauteur typique de plus de 15 mètres (figure 1.2 (c)). Elles sont les nouvelles vagues surfées avec l'invention du départ en *tow-in* (le surfeur est tracté, par un jet ski généralement).

Les vagues présentent éventuellement un sens de déferlement. Elles sont en effet appelées gauches, selon qu'elles déferlent vers la gauche du point de vue du surfeur en position *back side*, c'est-à-dire dos à la vague (autrement dit vers la droite de la plage) (figure 1.2 (c)) ou à l'inverse, droites, si elles déferlent à la droite du surfeur (figure 1.2 (d)).

Influence des facteurs environnementaux

Les conditions de vent côtier affectent le déferlement des vagues : un vent *off shore*, vent de terre, face à la vague, creuse et lisse les vagues, et retarde leur déferlement alors qu'un vent *on shore*, vent du large, dos à la vague, les aplatit, les rend clapoteuses et entraîne un déferlement précoce.

Pour les plages soumises à des marées importantes, les vagues peuvent aussi être influencées par la variation du niveau moyen de l'eau en fonction des marées. Ainsi, certaines vagues ne peuvent être surfées qu'à marée haute ou marée basse (exemples dans le paragraphe suivant).

Les vagues sont aussi souvent caractérisées par le fond marin au-dessus duquel elles déferlent [98]. On distingue d'abord les *Beach breaks* (plages de sable ou de galets) [117] des *Reef breaks* (avec un fond marin composé de roches ou de coraux). Ensuite, les *Point breaks* sont les vagues qui déferlent à partir d'une pointe rocheuse ou éventuellement d'une jetée. En comparaison aux *Beach breaks* dont les vagues dépendent des bancs de sable intrinsèquement mouvants, les *Reef breaks* et *Point breaks* donnent des vagues particulièrement régulières et spécialement appréciées par les surfeurs malgré la dangerosité des fonds (exemples dans le paragraphe suivant).

Spots de surf célèbres

On trouve des *spots* de surf tout autour du monde [110]. Les plus célèbres sont sûrement ceux d'Hawaï, archipel qui a vu naître le *He'e nalu*, sport ancestral à l'origine du surf moderne. On peut citer par exemple le *Reef break* de Banzai Pipeline sur la côte nord de l'île d'Ohawu (tubes géants) (figure 1.2 (c)) ou Jaws sur la côte nord de l'île de Maui (vague géante) (figure 1.2 (d)). Sur le continent nord-américain, on pense surtout aux plages californiennes comme Mavericks au sud de San Francisco (*spot* de grosses vagues), La Jolla à San Diego et au *Point break* sableux de Malibu à Los Angeles.

En Australie, Bells Beach, à une centaine de kilomètres au sud-ouest de Melbourne, est considérée comme le berceau du surf en Australie et Superbank sur la Gold Coast est un *Point Break* sableux d'origine articifielle. En Océanie, on trouve de très nombreux *spots* de surf célèbres : à Cloudbreak aux îles Fiji, à Desert Point à Lombok ou aux *Reef breaks* de Uluwatu à Bali et Teahupoo à Tahiti.

En Europe, il existe aussi des sites de renommée mondiale. Au Portugal, on peut citer Nazaré (où sont continuellement battus les records des plus grandes vagues surfées) ou Supertube au sud de la ville de Peniche (pour la puissance de ses *tubes*).

La France a aussi de nombreux *spots* de surf réputés : dans les Landes, La Gravière, la Nord et la Centrale à Hossegor (la Centrale est un *Beach break* qui ne fonctionne qu'à mi-marée ou marée basse) et au pays Basque, Lafiténia à Saint-Jean-de-Luz, le *spot* de la Côte des basques à Biarritz ou encore Parlementia à Guétary (figure 1.2 (b)). Mais on trouve des *spots* tout le long du littoral français : Bud Bud en Vendée (*spot* qui fonctionne à marée haute), Etretat en Normandie, Quiberon ou La Torche en Bretagne...

Bathymétrie des *spots* de surf

Mavericks est un *spot* de surf célèbre situé en Californie, aux États-Unis [117, 110]. Il est réputé pour ses vagues géantes de l'ordre de 8 à 10 mètres de haut (mais qui atteignent régulièrement les 18 mètres !) (figure 1.3 (a)). La bathymétrie du littoral du *spot* est présentée sur la figure 1.3 (b).

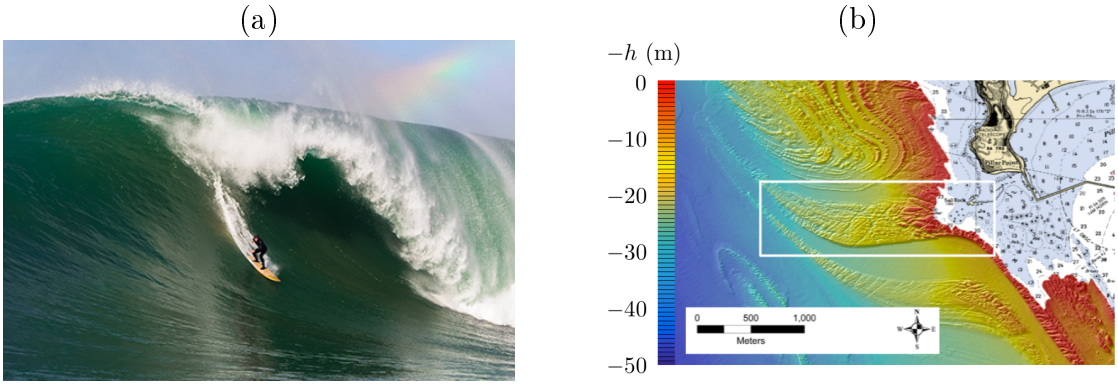


FIGURE 1.3 – Mavericks, Californie, États-Unis. (a) *Spot* de vagues géantes. (b) Bathymétrie du *spot* [89].

La vague de Mavericks déferle au-dessus du Sail Rock (formation rocheuse à environ 500 m au large de Pillar point). On observe une modification progressive (sur 1.5 km environ) et étroite (500 m de large) de la profondeur de l'eau du large vers le *spot* de surf (zone encadrée en blanc sur la figure 1.3 (b)).

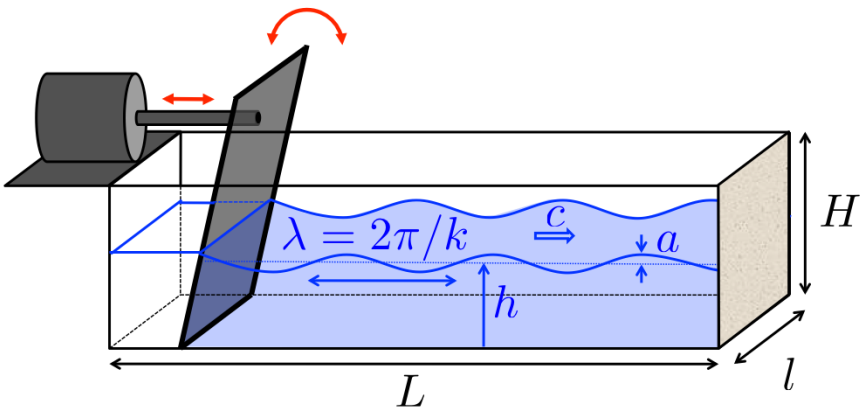
Dans ce chapitre, on discute l'influence de la bathymétrie sur la transformation de la houle entrante en vagues côtières déferlantes en générant des vagues dans des canaux dont on peut modifier les caractéristiques du fond.

Les vagues du surf en laboratoire

Canaux à vagues

Les canaux à vagues sont des cuves parallélépipédiques transparentes (en verre ou en plexiglas). Les vagues sont générées à une extrémité du canal par l'oscillation d'un batteur à pivot immergé relié à un vérin programmable (dont la fréquence et l'amplitude de débattement peuvent être modifiées indépendamment). Les vagues périodiques bidimensionnelles sont définies par leur amplitude a, leur longueur d'onde λ (ou leur nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$) et la hauteur d'eau moyenne h. Elles se propagent dans la cuve à la vitesse c. Un dispositif d'amortissement des vagues (mousse) est placé à l'autre extrémité de la cuve pour éviter les réflexions (et l'établissement d'ondes stationnaires). La gamme des paramètres expérimentaux des canaux à vagues est présentée sur la figure 1.4.

(a)



(b)

Vagues non-déferlantes périodiques	
a (cm)	$0 - 2.5$
$\lambda = 2\pi/k$ (cm)	$10 - 40$
h (cm)	$7 - 30$

(c)

Dimensions	Cuve 1	Cuve 2	Cuve 3
H (cm)	40	35	50
L (m)	1	3	10
l (cm)	10	40	25

FIGURE 1.4 – (a) Schéma d'un canal à vagues : cuve parallélépipédique remplie d'eau (de profondeur moyenne h) avec batteur à pivot immergé relié à un vérin en translation programmable. Les vagues sont périodiques bidimensionnelles (d'amplitude a et de longueur d'onde λ) qui se propagent à la surface de l'eau à la vitesse c. (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux des vagues non-déferlantes périodiques. (c) Les dimensions des cuves sont : L la longueur (dimension dans la direction de propagation des vagues), H hauteur de la cuve (dimension dans la direction verticale) et l la largeur (direction invariante de la propagation bidimensionnelle des vagues) telles que $L > H \approx l$.

Le profil et la vitesse des vagues sont déterminés par une observation directe du côté de la cuve le long de la direction de propagation.

Différentes bathymétries

Les modifications bathymétriques étudiées sont :
— un fond plat : h est la profondeur moyenne constante (figure 1.5 (a)),
— une bathymétrie linéaire : α est l'angle constant de la plage (figure 1.5 (b)),
— jusqu'au saut bathymétrique : fonction *Heaviside* de la profondeur moyenne d'amplitude Δh (figure 1.5 (c)).

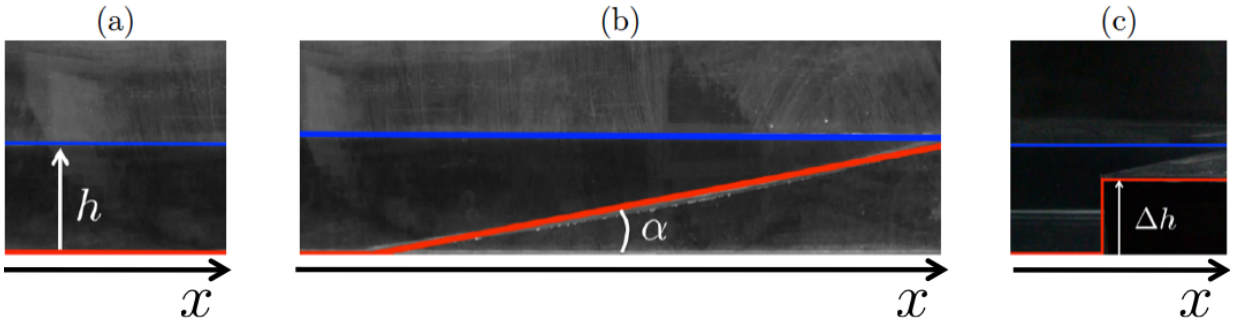


FIGURE 1.5 – (a) Fond plat (h est la profondeur moyenne constante). (b) Bathymétrie linéaire (α est l'angle constant de la plage). (c) Saut bathymétrique (Δh est la variation de la profondeur moyenne). x est la direction de propagation des vagues (de la gauche vers la droite). Pour une meilleure visualisation, ont été repassés : en bleu, l'interface air-eau ; en rouge, le profil du fond.

On définit la longueur caractéristique de la bathymétrie $\mathcal{L}$ telle que :

$$\frac{1}{\mathcal{L}} = \frac{1}{h}\frac{dh(x)}{dx} \tag{1.1}$$

Si $\mathcal{L} > \lambda$, la bathymétrie est dite progressive.
Si $\mathcal{L} < \lambda$, la bathymétrie est dite brusque.

Le fond plat correspond à la limite $\mathcal{L} \to \infty$ et le saut bathymétrique à $\mathcal{L} \to 0$.

La bathymétrie linéaire est caractérisé par α l'angle constant de la plage et dans nos expériences $\alpha \approx 5-10°$ donc : $\frac{\lambda}{\mathcal{L}} = \frac{\lambda\alpha}{h} \approx \frac{10^{-1}\times(5-10)\pi/180}{10^{-1}} < 1$. Alors, la bathymétrie linéaire dans nos expériences correspond à une bathymétrie progressive.

On cherche à étudier les vagues du surf en s'intéressant aux vagues périodiques non-déferlantes (partie 1.1), à leur évolution sous l'effet d'un changement bathymétrique (partie 1.2) et à leur déferlement (partie 1.3).

1.1 Vagues périodiques non-déferlantes

Des vagues d'eau périodiques non-déferlantes sont générées dans le canal à vagues dont le fond est horizontal : $\mathcal{L} \to \infty$ (équation 1.1).

1.1.1 Influence de l'amplitude, de la longueur d'onde et de la profondeur moyenne

Les profils des vagues pour des profondeurs moyennes d'eau différentes sont présentés sur la figure 1.6.

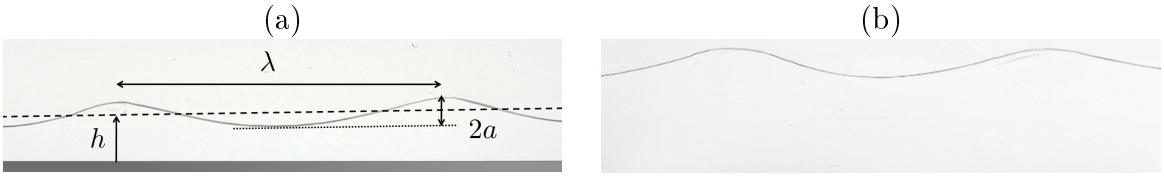


FIGURE 1.6 – Profils des vagues non-déferlantes périodiques générées dans le canal à vagues dont le fond est horizontal. L'amplitude des vagues est $a = 1.3$ cm et leur longueur d'onde est $\lambda = 28$ cm. Les profondeurs moyennes d'eau sont respectivement (a) $h = 4$ cm et (b) $h = 25$ cm (fond hors photographie). Les profondeurs relatives sont donc respectivement (a) $(kh) = 0.9 < 1$ et (b) $(kh) = 5.6 > 1$.

Le profil des vagues périodiques non-déferlantes est cnoïdal (caractérisé par des crêtes plus pointues et des creux plus aplatis qu'un profil sinusoïdal) [120]. Dans nos expériences, il est assimilé à un profil sinusoïdal dont la longueur d'onde apparente devient la seule périodicité spatiale.

Les profils des vagues pour différentes amplitudes et longueurs d'onde sont présentés sur la figure 1.7.

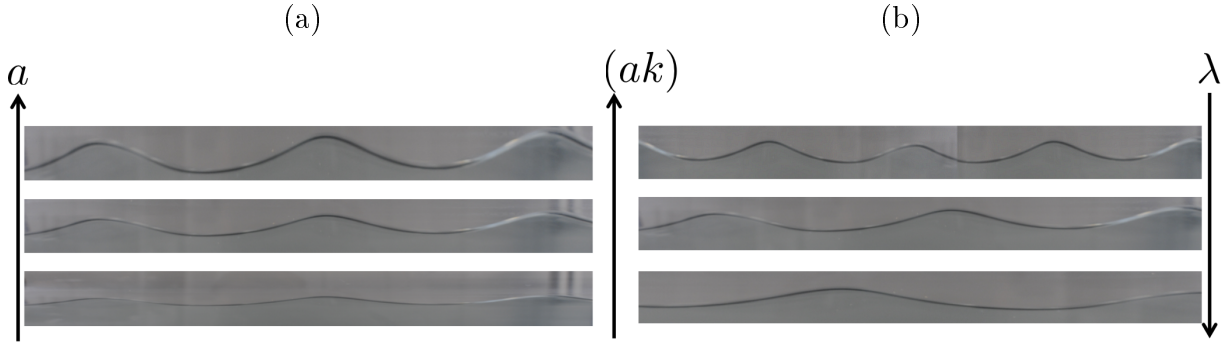


FIGURE 1.7 – Profils des vagues non-déferlantes périodiques générées dans le canal à vagues dont le fond est horizontal (et la profondeur moyenne de l'eau est grande devant les longueurs d'onde). On peut augmenter la pente des vagues (ak) (a) en augmentant l'amplitude des vagues a (en augmentant l'amplitude de débattement du vérin) ou (b) en diminuant la longueur d'onde des vagues $\lambda = 2\pi/k$ (en augmentant la fréquence de débattement du vérin).

Finalement, les vagues sont caractérisées par deux grandeurs sans dimension : leur pente (ak) et la profondeur relative (kh). On s'intéresse à l'influence de la pente sur leur déferlement et à l'influence de la profondeur relative sur leur vitesse de propagation c.

Dans toutes nos expériences, on génère des ondes de surface dont la longueur d'onde est toujours grande devant la longueur capillaire de l'eau ($\lambda \approx 10 - 40$ cm $> \lambda_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \approx 3$ mm). Les effets capillaires sont donc négligés devant les effets gravitaires.

1.1.2 Théorie linéaire des ondes de surface gravitaires

La théorie linéaire d'Airy (1841) modélise les vagues comme des ondes de surface bidimensionnelles sinusoïdales de faible pente [23]. Elle permet d'établir la relation de dispersion générale des ondes de surface. On se restreint ici aux ondes de surface gravitaires [121, 56].

Modélisation des ondes d'Airy gravitaires

Les vagues sont modélisées par des ondes de surface sinusoïdales bidimensionnelles qui se propagent à l'interface gaz-liquide dans le champ de pesanteur terrestre. Elles sont décrites par leur amplitude a, leur longueur d'onde λ (ou leur nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), leur pulsation ω et la profondeur h (épaisseur moyenne de la couche de liquide, supposée constante). L'ordonnée de la surface libre en x à l'instant t s'écrit donc $Y(x,t) = a\sin(kx - wt)$ (figure 1.8).

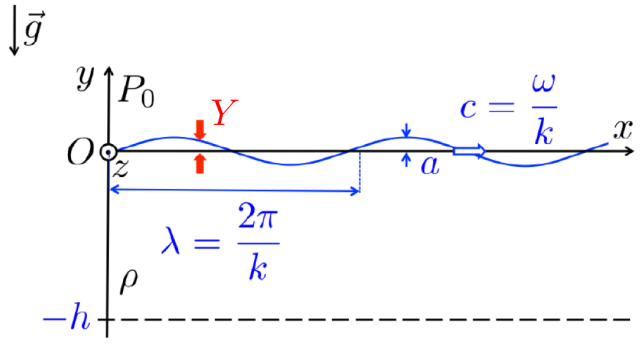


FIGURE 1.8 – Schéma des ondes d'Airy gravitaires. On définit le repère tridimensionnel $[O,(x,y,z))$ tel que le sens de propagation de l'onde de surface est $[Ox)$, l'axe vertical orienté vers le haut est $[Oy)$ et les vagues sont invariantes selon $[Oz)$. $\vec{g}$ est l'accélération de pesanteur terrestre. P_0 est la pression atmosphérique. ρ est la masse volumique du liquide. Y est l'ordonnée de la surface libre.

La célérité d'une onde monochromatique est sa vitesse de phase définie par $c = \frac{\omega}{k}$.

Potentiel des vitesses

Dans nos expériences, le nombre de Reynolds est de l'ordre de :
$Re = \frac{\rho\lambda c}{\eta} \approx \frac{10^3\times10^{-1}\times10^{-1}}{10^{-3}} \approx 10^4 \gg 1$ (η étant la viscosité dynamique de l'eau $\eta = 1$ mPa.s) et le nombre de Mach est de l'ordre de :
$Ma = \frac{c}{c_{ref}} \approx \frac{10^{-1}}{10^3} \approx 10^{-4} \ll 1$ (c_{ref} étant la vitesse des ondes acoustiques dans l'eau $c_{ref} \approx 1500$ m/s dans l'eau pure à 20°C).

On fait donc l'hypothèse d'un liquide Newtonien parfait en écoulement potentiel et incompressible. On considère que la pression est constante à la surface libre (égale à la pression atmosphérique P_0).

Le potentiel des vitesses à deux dimensions $\Phi(x,y,t)$ vérifie le système :

$$\begin{array}{ll} \text{Équation de Laplace :} & \Delta\Phi = 0 \\ \text{Théorème de Bernoulli :} & \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}[(\frac{\partial\Phi}{\partial x})^2 + (\frac{\partial\Phi}{\partial y})^2] + \frac{P}{\rho} + gy = f(t) \end{array}$$

et les conditions aux limites :

- au fond, la vitesse normale à la surface est nulle (imperméabilité du fond) : $(\frac{\partial \Phi}{\partial y})_{y=-h} = 0$,
- à l'interface, la vitesse verticale du fluide est celle de l'interface : $(\frac{\partial \Phi}{\partial y})_{y=Y} = \frac{\partial Y}{\partial t}$ (au premier ordre).
- à l'interface, la pression est la pression atmosphérique P_0.

Le potentiel des vitesses d'Airy pour une onde de surface sinusoïdale de faible pente ($(ak) \ll 1$) est donc de la forme [56, 121] :

$$\Phi(x,y,t) = \frac{aw}{k} \frac{\cosh(k(y+h))}{\sinh(kh)} \cos(kx - wt) \tag{1.2}$$

Relation de dispersion des ondes de surface gravitaires

Le potentiel d'Airy est une solution de l'équation de Bernoulli à la surface libre moyenne :

$$(\frac{\partial \Phi}{\partial y})_{y=0} = -\frac{1}{g}(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2})_{y=0}$$

La relation de dispersion des ondes de surface gravitaires est donc [56, 121] :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh)$$

1.1.3 Célérité des vagues

La célérité des ondes de surface gravitaires est donc de la forme :

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \tag{1.3}$$

La vitesse des vagues en fonction de la profondeur relative (kh) est présentée sur la figure 1.9.

Eau profonde et eau peu profonde

Selon la profondeur relative, on distingue le régime d'eau profonde ($(kh)>1$) et le régime d'eau peu profonde ($(kh)<1$).

Dans le cas des ondes gravitaires en eau profonde, la célérité des vagues s'écrit : $c = \sqrt{\frac{g}{k}}$. On note en particulier que la célérité augmente avec la longueur d'onde des vagues (propagation dispersive). La comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle théorique confirme la génération d'ondes gravitaires en eau profonde pour nos expériences (figure 1.9).

Dans le cas des ondes gravitaires en eau peu profonde, la célérité des vagues s'écrit : $c = \sqrt{gh}$. La célérité ne dépend alors plus de la longueur d'onde des vagues (propagation non-dispersive) mais diminue avec la profondeur moyenne.

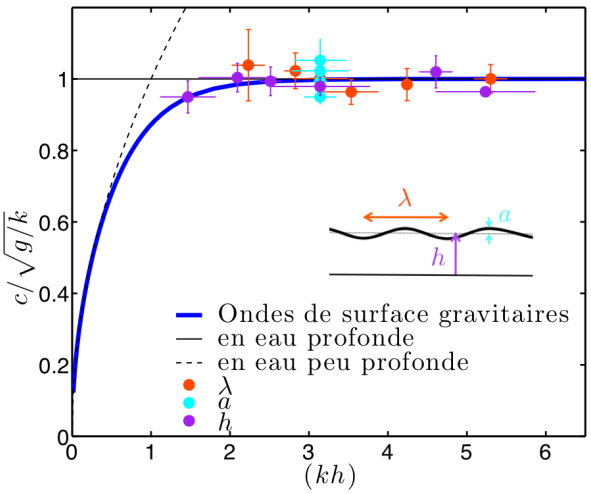


FIGURE 1.9 – Vitesse des vagues normalisée $c/\sqrt{g/k}$ en fonction de la profondeur relative (kh). Modèles théoriques : en bleu, la célérité des ondes de surface gravitaires : $c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh(kh)}$ (équation (1.3)) ; en trait continu noir, en eau profonde : $c = \sqrt{\frac{g}{k}}$; en trait pointillé noir, en eau peu profonde : $c = \sqrt{gh}$. Les résultats expérimentaux sont les vitesses des vagues non-déferlantes périodiques générées dans le canal à vagues dont le fond est horizontal : en orange, quand la longueur d'onde varie ; en bleu cyan, l'amplitude varie ; en violet, la profondeur moyenne varie.

1.1.4 Trajectoire des particules fluides

Les trajectoires des particules fluides dans les ondes de surface gravitaires en eau profonde sont présentées sur la figure 1.10.

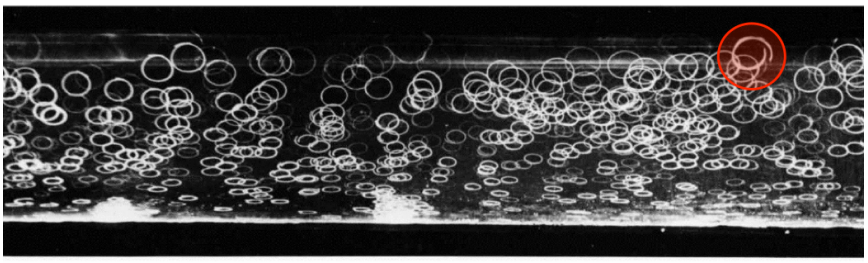


FIGURE 1.10 – Trajectoires des particules fluides au passage d'ondes de surface gravitaires en eau profonde. Illustration extraite de [113], reproduite dans [116]. Les vagues se propagent de la gauche vers la droite. La dérive de Stokes est seulement observable pour quelques orbites (dont celle entourée en rouge).

La théorie linéaire d'Airy prévoit pour les particules fluides des orbites circulaires au passage des ondes de surface en régime d'eau profonde [56, 121]. Expérimentalement, on observe que les trajectoires ont bien une forme circulaire mais ne sont pas fermées (elles présentent en effet un décalage dans le sens de propagation des vagues) (figure 1.10). Cet effet faiblement non-linéaire (deuxième ordre en (ak)) a été expliqué par Stokes (1847) [24, 121, 56]. Ce mouvement oscillant des particules fluides est caractérisé par une déviation dans le sens de propagation des vagues.

On peut montrer que [56, 121] :

— la vitesse horizontale moyenne des particules fluides à la surface, appelée vitesse de Stokes est :

$$u_{Stokes} =< u >= (ak)^2 c$$

— la vitesse horizontale maximale des particules fluides à la surface est :

$$u_{max} = (ak)c$$

Finalement, les vagues non-déferlantes périodiques générées à la surface de l'eau dans nos expériences sont essentiellement des ondes de surface gravitaires en eau profonde (figure 1.9). Ces vagues sont faiblement non-linéaires ($(ak)< 0.35$) et on prendra en compte la dérive de Stokes dans notre modélisation.

1.2 *Shoaling*

On s'intéresse maintenant aux effets d'une bathymétrie progressive : $\mathcal{L} > \lambda$ (équation 1.1) ce qui justifie une approche quasi-statique. La plage linéaire inclinée assure une transition continue du régime d'eau profonde au régime d'eau peu profonde. On cherche à reproduire et à comprendre le phénomène de levée des vagues associé à cette évolution du fond.

1.2.1 Effets d'une bathymétrie progressive

L'évolution des vagues soumises à une bathymétrie progressive est présentée sur la figure 1.11.

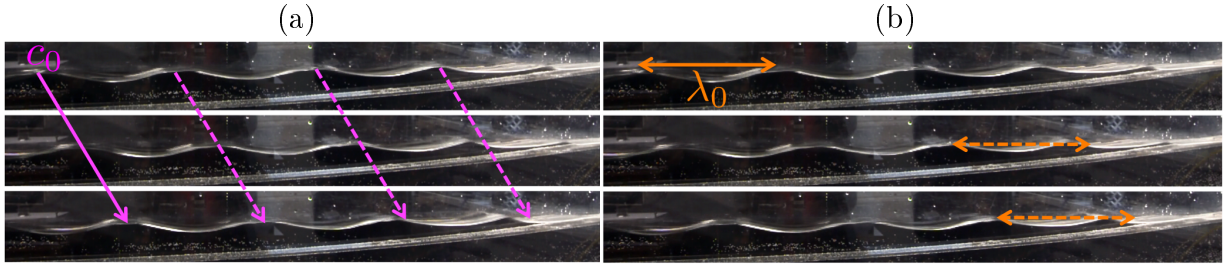


FIGURE 1.11 – Séquences d'images des vagues en bathymétrie progressive. Le pas de temps entre deux images est de 12 ms. La pente de la plage est $\alpha \approx 5°$. (a) En trait plein violet, on représente la célérité des vagues périodiques non-déferlantes en eau profonde c_0 ; en trait pointillé violet, la même vitesse est reportée sur les crêtes des vagues plus proches du rivage. (b) En trait plein orange, on représente la longueur d'onde des vagues périodiques non-déferlantes en eau profonde λ_0 ; en trait pointillé orange, la même longueur d'onde est reportée entre les crêtes des vagues plus proches du rivage.

On observe que les vagues ralentissent à l'approche du rivage (figure 1.11 (a)) et que leur longueur d'onde diminue (figure 1.11 (b)).

1.2.2 Ralentissement des vagues

La vitesse des vagues en bathymétrie progressive en fonction de leur distance au rivage est présentée sur la figure 1.12.

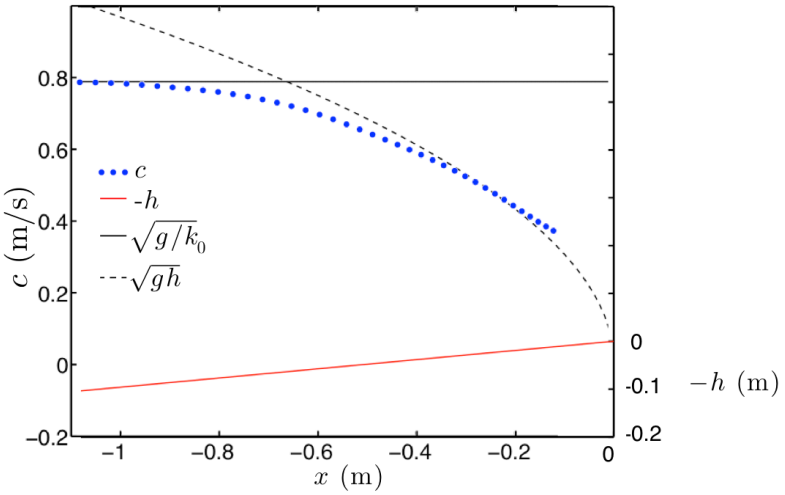


FIGURE 1.12 – Vitesse des vagues mesurée c en m/s (en bleu) et altitude de la plage linéaire $-h$ en m (en rouge) en fonction de la distance au rivage x en m. Les vagues périodiques non-déferlantes générées loin du rivage sont de longueur d'onde $\lambda_0 \approx 40$ cm et d'amplitude $a_0 \approx 1.5$ cm. La pente de la plage est $\alpha \approx 5°$. En trait plein noir, la célérité des ondes gravitaires en eau profonde : $c_0 = \sqrt{g/k_0}$ (avec $\lambda_0 \approx 40$ cm). En trait pointillé noir, la célérité des ondes gravitaires en eau peu profonde : $c = \sqrt{gh}$.

La vitesse des vagues en bathymétrie progressive diminue à mesure que l'altitude de la plage linéaire augmente (donc que la profondeur moyenne de l'eau diminue).
Loin du rivage ($x < -0.8$ m), la vitesse des vagues est constante et de l'ordre de $c_0 = 0.78$ m/s. Elle vérifie la célérité des ondes gravitaires en eau profonde $c_0 = \sqrt{\frac{g}{k_0}}$ pour la longueur d'onde effectivement de $\lambda_0 \approx 40$ cm.
Lorsqu'elles se rapprochent du rivage ($x > -0.8$ m), la vitesse des vagues diminue avec la profondeur moyenne d'eau : la célérité des ondes de gravité en eau peu profonde est de la forme $c = \sqrt{gh}$.

Ainsi, la transition entre le régime d'eau profonde et le régime d'eau peu profonde s'effectue de façon continue pour une bathymétrie progressive.

1.2.3 Levée des vagues

La pente des vagues en bathymétrie progressive en fonction de leur distance au rivage est présentée sur la figure 1.13.

La pente des vagues en bathymétrie progressive augmente à mesure que la profondeur moyenne de l'eau diminue.
Loin du rivage, la pente des vagues est $(ak)_0 \approx 0.24$. Il s'agit bien de la pente des vagues non-déferlantes périodiques de longueur d'onde $\lambda_0 \approx 40$ cm et d'amplitude $a_0 \approx 1.5$ cm.

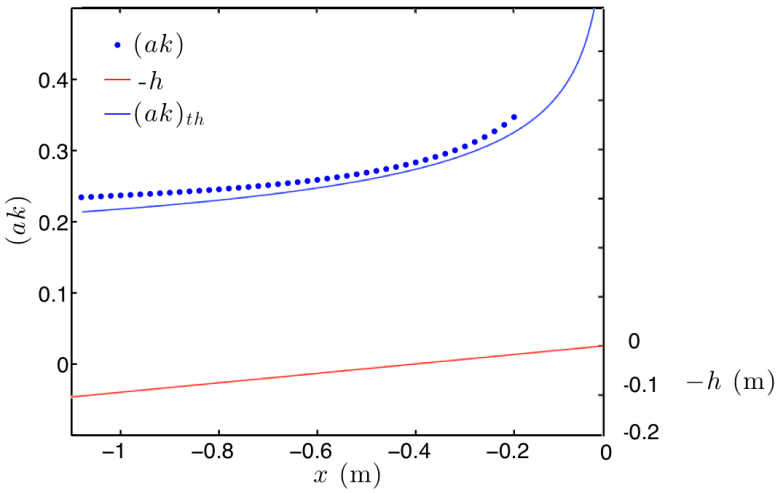


FIGURE 1.13 – Pente des vagues mesurée (ak) (en bleu) et altitude de la plage linéaire $-h$ en m (en rouge) en fonction de la distance au rivage x en m. Les vagues périodiques non-déferlantes générées loin du rivage sont de longueur d'onde $\lambda_0 \approx 40$ cm et d'amplitude $a_0 \approx 1.5$ cm. La pente de la plage est $\alpha \approx 5°$. En trait plein bleu, le modèle théorique de la pente des vagues $(ak)_{th} = (ak)_0(k_0 h)^{-3/4}$ issu de l'approche énergétique (équation 1.5).

Lorsqu'elles se rapprochent du rivage, la pente des vagues augmente. A une certaine distance du rivage ($x \approx -0.2$ m), la pente des vagues est maximale et vaut $(ak)^* \approx 0.35$. Au-delà, les vagues déferlent, donc leur pente n'est plus définie.

Cette augmentation significative de la pente à l'approche du rivage est le phénomène de *shoaling*. On discute son origine ci-dessous en utilisant une approche énergétique [56].

On reprend la modélisation des ondes d'Airy gravitaires (figure 1.8). On considère le volume de référence de dimensions : λ selon $[Ox)$, compris entre $-h$ et Y selon $[Oy)$ et de largeur l selon $[Oz)$ (direction invariante dans la propagation des ondes bidimensionnelles) (figure 1.14).

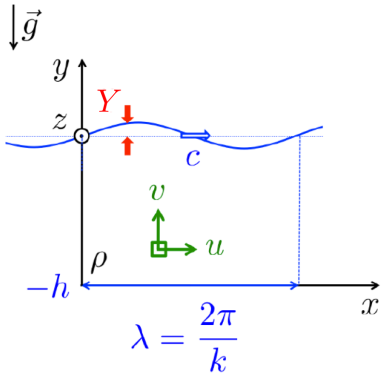


FIGURE 1.14 – Schéma du volume de référence de l'onde de surface gravitaire. ($u = \frac{\partial \phi}{\partial x}$,$v = \frac{\partial \phi}{\partial x}$) sont les vitesses des particules fluides (horizontale,verticale) où Φ est le potentiel d'Airy (équation (1.2)).

L'énergie cinétique et l'énergie potentielle de pesanteur de l'onde de surface gravitaire dans le volume de référence sont :

Énergie cinétique	$E_c = \frac{1}{2}\rho \int_{-h}^{Y} \int_0^{\lambda} (u^2 + v^2) \mathrm{d}x\mathrm{d}y =$	$\frac{\pi}{2} \frac{\rho c^2 a^2}{th(kh)}$
Énergie potentielle de pesanteur	$E_{pg} = \rho g \int_{-h}^{Y} \int_0^{\lambda} y \mathrm{d}x\mathrm{d}y =$	$\frac{\pi}{2}\rho g \frac{a^2}{k}$

Alors, l'énergie totale s'écrit :

$$E = E_c + E_{pg} = \frac{1}{2}\rho g a^2 \lambda \tag{1.4}$$

en utilisant l'expression de la célérité des ondes de surface gravitaires (équation (1.3)).

Ainsi, on considère des ondes de surface gravitaires en transition progressive d'un régime d'eau profonde (de longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, d'amplitude a_0 et de célérité $c_0 = \sqrt{g/k_0}$) à un régime d'eau peu profonde (de profondeur h, de longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$, d'amplitude a et de célérité $c = \sqrt{gh}$).

La conservation du flux d'énergie [56, 58] et la conservation de la période des vagues [58] assurent :

Conservation du flux d'énergie	$a_0^2 \lambda_0 = a^2 \lambda$ (d'après (1.4))
Conservation de la période des vagues	$\frac{\lambda_0}{c_0} = \frac{\lambda}{c}$

Alors, les évolutions de la longueur d'onde et de l'amplitude avec la profondeur moyenne sont de la forme :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = (k_0 h)^{1/2}$$
$$\frac{a}{a_0} = (k_0 h)^{-1/4}$$

donc l'évolution de la pente est :

$$\frac{(ak)}{(ak)_0} = (k_0 h)^{-3/4} \tag{1.5}$$

L'évolution théorique de la pente des vagues en fonction de la profondeur moyenne pour une bathymétrie progressive, présentée sur la figure 1.13, est en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Ainsi, le ralentissement des vagues dû au passage du régime d'eau profonde au régime d'eau peu profonde à l'approche du rivage, entraîne, par conservation du flux d'énergie et conservation de la période des vagues, une augmentation de la pente quand la profondeur moyenne diminue.

Quand la pente des vagues atteint $(ak)^* = 0.35$, les vagues sont à leur point de déferlement : elles passent de non-déferlantes à déferlantes.

1.3 Déferlement bathymétrique

Le déferlement est une instabilité hydrodynamique qui peut intervenir par l'effet du vent en pleine mer (généralement si le vent est supérieur à 6 sur l'échelle de Beaufort [61]), c'est le déferlement en eau profonde [4, 10], ou à l'approche du rivage, en eau peu profonde près des côtes, c'est le déferlement bathymétrique.

Dans le cadre de l'étude des vagues du surf, vagues côtières déferlantes, on se concentre sur le déferlement bathymétrique.

1.3.1 Les différentes vagues déferlantes

Bathymétrie progressive

On distingue 3 formes principales de déferlements bathymétriques : [43, 91, 104]
— glissant : la crête de la vague glisse en cascade le long de la pente de la vague (figure 1.15 (a)). On observe ce déferlement pour des plages en pente douce.
— plongeant : on observe le plongeon d'une lèvre qui donne à la vague une structure tubulaire (figure 1.15 (b)). Ces vagues sont observées pour des plages de pente plus importante.
— frontal/par effondrement : le déferlement est généralisé sur l'avant de la vague (figure 1.15 (c)). On observe ce déferlement pour les plages de plus grande pente.

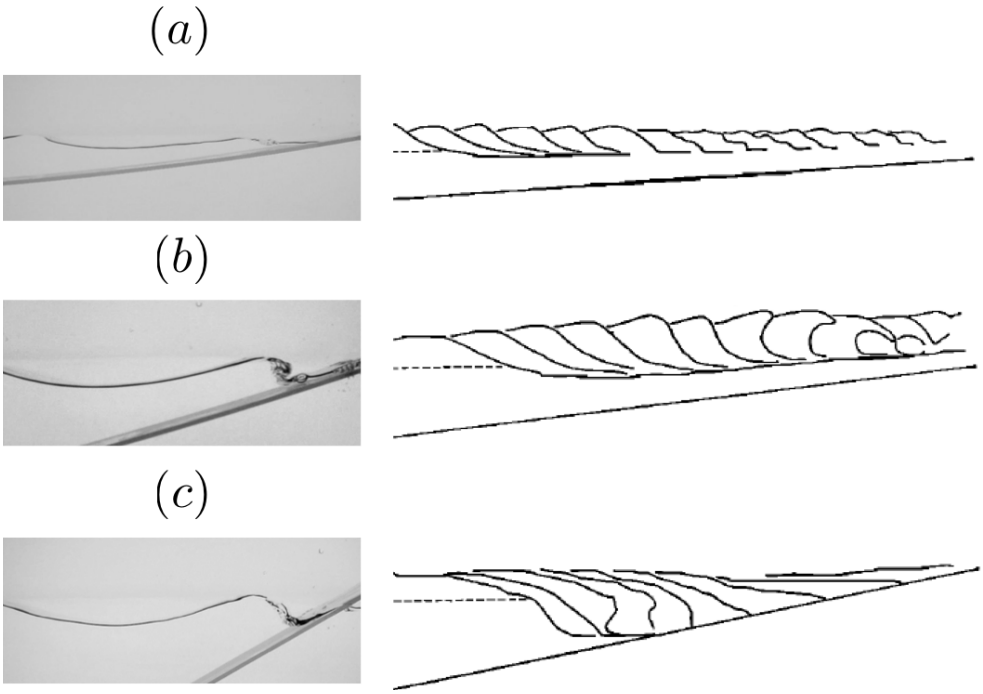


FIGURE 1.15 – Les formes principales de déferlements : (a) glissant, (b) plongeant ou (c) frontal/par effondrement. A gauche, photographies ; à droite, schémas extraits de [43].

Pour le déferlement frontal/par effondrement, on a $\mathcal{L} < \lambda$ (équation 1.1) : il correspond à une bathymétrie brusque et est défini comme un choc [68].

Cas du saut bathymétrique

On s'intéresse aux effets d'un saut bathymétrique : $\mathcal{L} \to 0$ (équation 1.1).

L'évolution du profil d'une vague déferlante au-dessus d'un saut bathymétrique est présentée sur la figure 1.16.

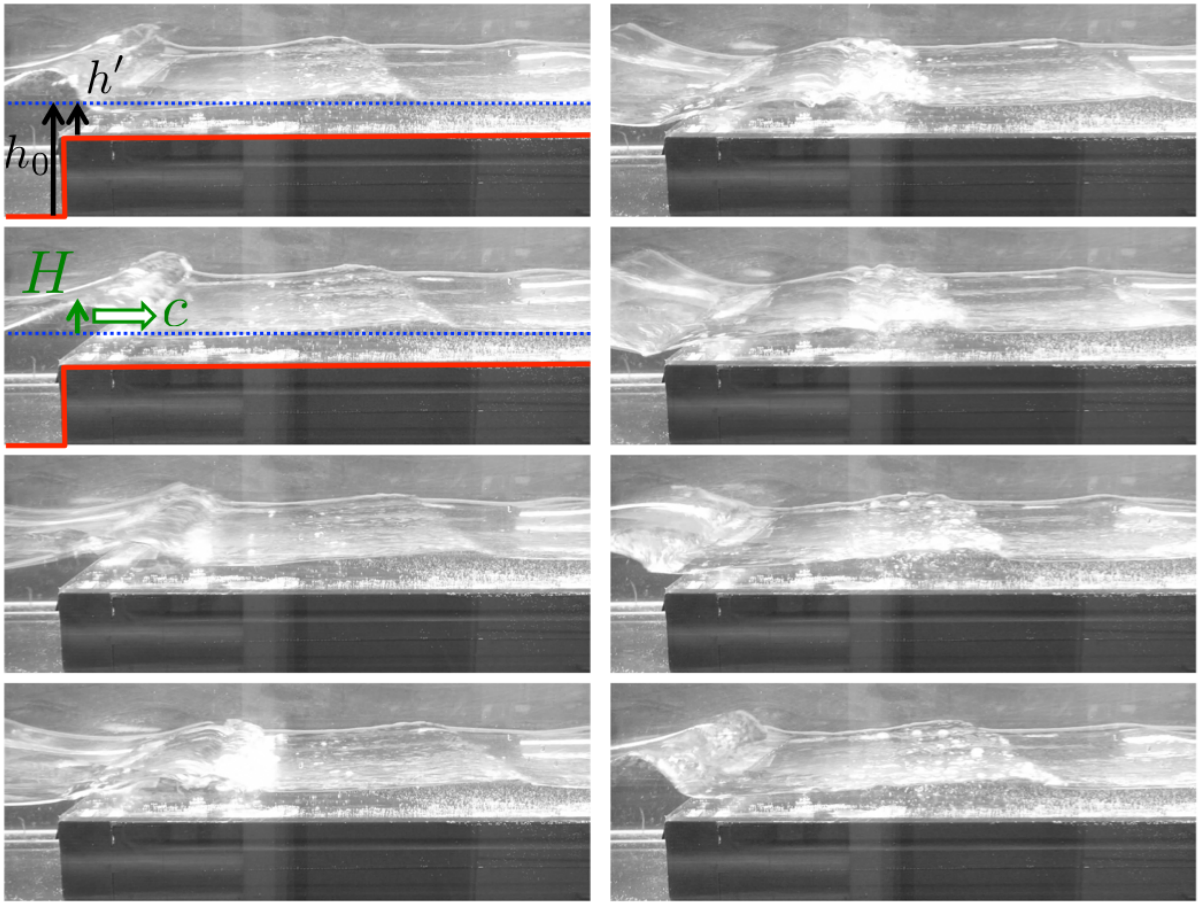


FIGURE 1.16 – Séquence d'images (temps de haut en bas, puis de gauche à droite) d'une vague déferlante par saut bathymétrique (fonction *Heaviside* de la profondeur d'amplitude $h_0 - h'$ avec $h_0 = 14$ cm et $h' = 3$ cm). Le pas de temps est de 80 ms. Le déferlement est localisé au-dessus du saut bathymétrique. L'amplitude de la vague déferlée est $H \approx 3$ cm et elle se propage à la vitesse $c = 54$ cm.

On observe que la vague déferle rapidement (le temps de déferlement est de l'ordre du pas de temps de la séquence d'images de la figure 1.16) au-dessus du saut bathymétrique (la distance sur laquelle a lieu le déferlement est bien inférieure à la longueur d'onde des vagues de la figure 1.16). La vague déferlée se propage dans la faible profondeur d'eau h' à la vitesse c (qui vérifie la célérité des ondes gravitaires en eau peu profonde $c = \sqrt{gh'}$).

1.3.2 Critères

Le déferlement est un phénomène complexe qui est modélisé par des équations non-linéaires dont la résolution est réalisée par des méthodes numériques aux hypothèses très restrictives [75]. Un grand nombre de facteurs entrent en jeu dans le déclenchement de l'instabilité et influencent le déferlement [5, 43]. Les critères établis sont des relations intrinsèques entre la pente de la plage, l'amplitude et la longueur d'onde des vagues et la profondeur de l'eau au point de déferlement [42, 48].

Expérimentalement, on constate qu'une pente de l'ordre de $(ak)^* = 0.35$ entraîne le début du déferlement des vagues (figure 1.13).

1.3.3 Propriétés des vagues déferlantes

La dynamique et la structure de l'écoulement lors du déferlement ont été étudiées pour les différentes vagues déferlantes [91, 5, 67]. On s'intéresse en particulier à la vitesse des particules fluides dans les vagues déferlantes.

Les résultats de mesure par PIV (*Particle Image Velocymetry*) des vitesses des particules fluides dans une vague déferlante sont présentés sur la figure 1.17.

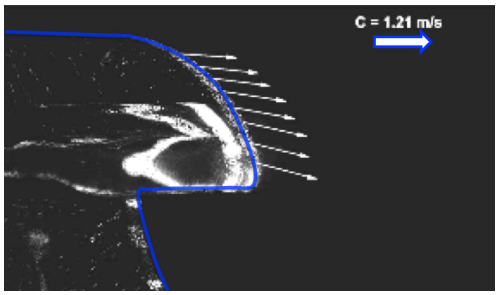


FIGURE 1.17 – Vecteurs vitesses des particules fluides à la surface d'une vague déferlante de célérité c mesurés par PIV. Zoom à la crête de la vague déferlante. Illustration extraite de [17]. Le profil de la crête de la vague a été repassé en bleu.

Les vitesses des particules fluides dans la crête de la vague déferlante sont donc comparables à la célérité de la vague.

Les vagues déferlantes sont donc comparables à des murs d'eau qui se propagent à la vitesse des vagues jusqu'au rivage (dans le cas d'une bathymétrie progressive) ou dans la faible profondeur d'eau (dans le cas du saut bathymétrique).

Conclusion

On a ainsi discuté de la transformation de la houle aux vagues côtières déferlantes. On a insisté sur la modélisation de la houle en tant qu'ondes de surface gravitaires en eau profonde. On a abordé le phénomène de *shoaling*, effet d'une bathymétrie progressive qui, en impliquant le ralentissement des vagues entraîne, par conservation du flux d'énergie et de la période des vagues, la levée des vagues caractérisée par une augmentation significative de leur pente. Quand la pente critique est atteinte, la vague déferle. Les déferlements sont de plusieurs types qui donnent les différentes vagues du surf.

Dans le chapitre suivant, on étudie comment les propriétés des vagues présentées (pente, célérité et mouvement des particules fluides) influencent l'entraînement des planches de surf.

Chapitre 2

Conditions de surf

Sommaire

Planches de surf **37**
Le Surf en laboratoire **42**
2.1 Capture par des vagues déferlantes en eau peu profonde . . . **44**
2.1.1 Force des vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches 44
2.1.2 Capture des planches par les vagues 47
2.1.3 Critère de capture d'une planche de surf par la mousse 48
2.2 Capture par des vagues non-déferlantes en eau profonde . . . **49**
2.2.1 Force des vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches 51
2.2.2 Capture des planches par les vagues, sans vitesse initiale 53
2.2.3 Capture des planches par les vagues, avec vitesse initiale 55
2.2.4 Critère de capture d'une planche de surf par les vagues non-déferlantes 56
2.3 Capture par des vagues en bathymétrie progressive **57**
2.3.1 Capture des planches par les vagues 58
2.3.2 Zone de surf 60
Surf de planches de surf sur les vagues du surf ! **61**

Planches de surf

Papa He'e nalu : *Olo, Kiko'o, Alaia, Paipo*

Utilisées dans le sport ancestral hawaïen, les *Papa He'e nalu* sont les planches originelles. Elles étaient faites de bois légers qui proviennent de grands arbres endémiques de l'archipel d'Hawaï comme le Wiliwili, le Koa (bois rouge) ou l'Ulu (arbre à pain), choisis pour leurs qualités mécaniques (longévité et légèreté) [31, 44].

Ces planches ancestrales sont complètement plates, particulièrement longues (toujours plus grandes que le surfeur), larges de l'ordre de quarante centimètres, relativement peu épaisses (quelques centimètres) et surtout très lourdes (jusqu'à 70 kg pour les plus grandes).

Il existe quatre types principaux de *Papa He'e nalu* (figure 2.1 (a)) [31, 44, 118] :
— l'*Olo*, la plus longue (qui peut atteindre jusqu'à 7 m), souvent en bois de Wiliwili, réservée à l'*Ali'i*, la royauté, sûrement en raison de sa taille impressionnante et de la plus grande rareté de ce bois. Elle était utilisée dans des vagues peu cambrées.
— la *Kiko'o*, de longueur intermédiaire (mesurant de 4 à 6 m environ), plutôt en bois de Koa, utilisable par tous. Elle restait difficile à manœuvrer dans les vagues creuses.
— l'*Alaia*, plus courte (2.50 m de long), plus large et plus épaisse, est la plus commune. Elle était plus adaptée aux vagues creuses.
— et la *Paipo*, de l'ordre de 1 m de longueur, réservée aux enfants, qui surfaient en position allongée sur le ventre (figure 2.1 (b)).

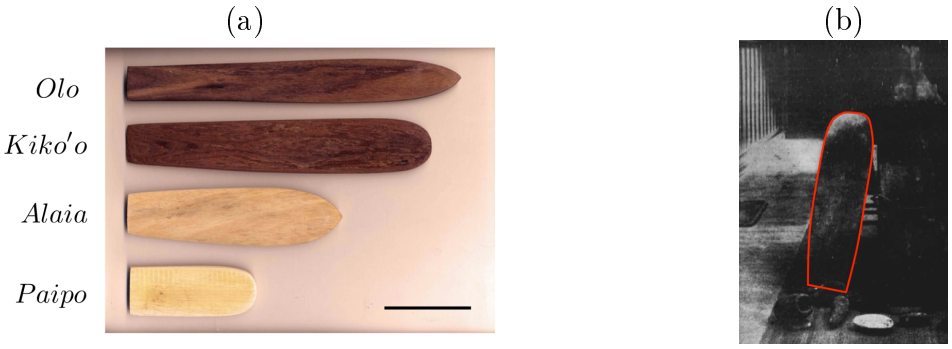


FIGURE 2.1 – (a) Les quatre types principaux de *Papa He'e Nalu*. De haut en bas : l'*Olo*, la *Kiko'o*, l'*Alaia* et la *Paipo*. L'échelle représente 1 m.(b) Photo de l'article "Sled of a Chieftess" paru le 8 décembre 1905 dans l'*Hawaiian Gazette* [46]. On y distingue le *Paipo* (contouré en rouge) qui aurait appartenu à la princesse Kaneamuna qui régnait au début-milieu du XVIIème siècle. A ce jour, elle est la plus ancienne planche de surf retrouvée.

La création d'une nouvelle planche avait lieu lors de cérémonies religieuses, conduites par les *Kahunas*, prêtres hawaïens qui procédaient à des rituels d'invocation des esprits pour aider à la sélection de l'arbre et pour encourager les artisans ébénistes dans leur travail de découpe de la planche. La mise à l'eau de la nouvelle planche était aussi accompagnée de chants et de prières pour inviter la mer à créer de belles vagues pour cette nouvelle planche de surf [44].

Evolutions de la planche de surf

Du *longboard* au *shortboard*

Au début du XXème siècle, les planches de surf étaient toutes des *longboards*, planches particulièrement longues (au moins deux fois la taille du surfeur) (figure 2.2 (a)). Elles sont caractérisées par leur stabilité, qui permet de prendre des poses en surfant, mais restent difficiles à manœuvrer. Les années 1960-1970 ont vu émerger les *shortboards*, planches plus courtes (de l'ordre de la taille du surfeur) (figure 2.2 (b)). Elles offrent plus de manœuvrabilité et permettent de faire des figures sur les vagues [108].

Technologie de construction

Au début du XXème siècle, la pratique du surf se répand dans le monde (notamment sur la côte ouest des États-Unis et en Australie) et d'autres bois sont privilégiés. Le bois de balsa, plus léger et facile à travailler, devient la principale matière des planches [82].

(a) (b)

FIGURE 2.2 – (a) Duke Kahanamoku et longboard, Los Angeles, 1920. L'Hawaïen Duke Kahanamoku fait découvrir la pratique du surf en Californie dès 1912. (b) Van hippie et shortboard, vers 1970.

Après la seconde guerre mondiale, de nouveaux matériaux synthétiques sont utilisés : la mousse polystyrène, la mousse polyuréthane et la fibre de verre notamment [82]. Depuis, ces matériaux ont été déclinés et améliorés pour permettre d'avoir des planches encore plus légères et plus robustes. De nouvelles technologies de construction ont aussi été développées pour rigidifier et solidifier les planches. Elles sont désormais principalement composées de raidisseurs en bois (légers et tendres, de tilleul ou de balsa par exemple) plongés dans un noyau en mousse (plus ou moins dense pour favoriser la flottabilité, la rigidité et la solidité) recouvert d'une coque de fibre de verre vernie (pour l'imperméabiliser) [83].

Le *shaper* est l'artisan qui fabrique les planches de surf. Il dégrossit un pain de mousse (au rabot ou à la ponceuse, encore souvent manuels) et affine précisément la forme finale de la planche avec un savoir-faire complètement empirique, mais dont le résultat démontre une grande maîtrise de cet art (dans le cadre du programme spatial habité Apollo, dans les années 1960, la NASA a fait appel aux connaissances techniques des *shapers* pour l'isolant alvéolaire qui a aidé à alléger le deuxième étage du lanceur de Saturn V !) [22].

Depuis le début du XXIème siècle, on assiste aussi à l'émergence de nouvelles techniques de *shape* de planches de surf. L'Hawaïen Tom Stone propose des planches répliques de *Papa He'e nalu* dont la fabrication est fidèle à la tradition ancestrale [117]. Ou encore, il est possible d'acquérir le matériel pour *shaper* soi-même sa planche de surf ! [84]

Développement des accessoires : Dérive, combinaison, *leash* et *wax*

Les inventions de nouveaux accessoires ont aussi permis de faire évoluer le surf. D'abord, l'ajout de dérives à l'arrière de la planche, attribué aux surfeurs américains Tom Blake en 1935 sur la plage de Waikiki et indépendamment Woody Brown en 1936 à San Diego, a amélioré considérablement la stabilité et la manœuvrabilité des planches de surf [117]. La combinaison, inventée au début des années 1950, a permis la pratique du surf dans de nouvelles régions et à toutes les périodes de l'année [117, 118]. L'utilisation du *leash* (cordon de sécurité qui relie le surfeur à sa planche) dès 1971 permet au surfeur de récupérer facilement sa planche en cas de chute et de protéger ainsi les autres participants [81]. Le développement de la *wax* (cire de surf) dès 1972 permettant de rendre le dessus de la planche anti-dérapant, a également facilité la pratique du surf [70].

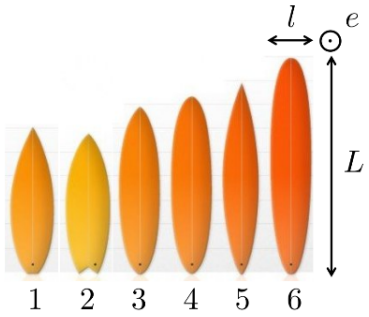
Caractéristiques d'une planche de surf

Longueur, largeur, épaisseur

Les trois côtes principales d'une planche sont sa longueur L, sa largeur l (plus précisément son maître-bau ie sa largeur maximale) et son épaisseur e (maximale elle aussi), telles qu'on a toujours $L > l > e$.

Il existe toute une gamme de planches de surf [66] qu'on peut classer selon leurs dimensions (figure 2.3).

(a)



(b)

Planches de surf	L (m)	l (cm)	e (cm)
1 *Shortboard*	1.50-2.10	44-49	
2 *Fish*	1.70-1.90	≥ 52	
3 *Evolutive/Hybride*	1.90-2.20	49-52	5-10
4 *Mini-malibu*	2.20-2.60	52-56	
5 *Gun*	2.10-3.00	≈ 47	
6 *Longboard/Malibu*	2.75-$\approx$ 3.50	$\rightarrow 56$	

FIGURE 2.3 – (a) De gauche à droite : 1 : *shortboard*, 2 : *fish*, 3 : *évolutive/hybride*, 4 : *mini-malibu*, 5 : *gun* et 6 : *longboard* (appelé aussi *malibu*). L, l et e sont respectivement la longueur, la largeur et l'épaisseur des planches. (b) Tableau présentant la longueur L (en m), la largeur l (en cm) et l'épaisseur e (en cm) des principaux types de planches de surf.

Densité et masse

La masse volumique moyenne des planches actuelles est de l'ordre de $\rho_b = 50$ kg.m^{-3}. Naturellement, plus le volume de la planche est important, plus sa masse est grande : typiquement une dizaine de kilogrammes pour les *longboards* (qui ont en plus un grand porte-à-faux lors du transport) et moins de cing kilogrammes pour les *shortboards*.

La flottabilité des planches, comparable à vide, est modifiée quand le surfeur est sur la planche. Soit ρ_b' la masse volumique effective de la planche sur laquelle se trouve le surfeur. Si on considère un surfeur de masse M, sur une planche de volume V et de masse volumique ρ_b, la masse volumique effective de la planche sur laquelle se trouve le surfeur est $\rho_b' \approx \rho_b + \frac{M}{V}$. Pour un surfeur de $M \approx 70$ kg, sur une planche de masse volumique $\rho_b \approx 50$ kg.m^{-3} et de volume $V \sim 0.1 - 0.2$ m^3 (selon qu'il s'agit d'un *shortboard* ou d'un *longboard*), la masse volumique effective de la planche est comprise entre $\rho_b' \approx 750$ kg.m^{-3} pour un *shortboard* et $\rho_b' \approx 400$ kg.m^{-3} pour un *longboard*. Finalement, plus le volume de la planche est important, plus sa flottabilité avec le surfeur est grande. Ainsi, la variabilité des côtes des planches correspond à leur adaptation au poids du surfeur pour garantir la flottabilité du surfeur sur sa planche.

Shape : *Outline*, *Rocker* et *Coupe*

Mais la description d'une planche de surf ne saurait être réduite qu'à sa largeur, sa longueur et son épaisseur, il faut s'intéresser au *shape* de la planche, c'est-à-dire à sa forme. L'*outline* d'une planche de surf est sa forme lorsqu'on la regarde de dessus (figure 2.4 (a)), son *rocker* de côté (figure 2.4 (b)) et sa *coupe* de l'arrière (figure 2.4 (c)) [108].

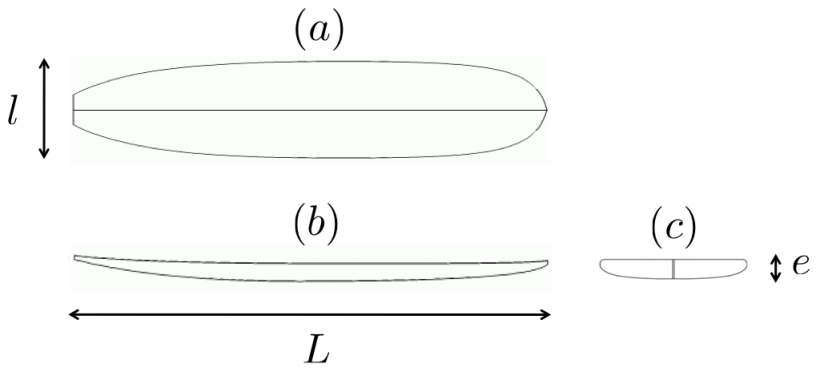


FIGURE 2.4 – Schéma d'une planche de surf (a) de dessus (*outline*), (b) de côté (*rocker*) et (c) de l'arrière (*coupe*). L, l et e sont la longueur, la largeur et l'épaisseur de la planche.

L'*outline* est un mélange délicat entre la longueur, la position du maître bau, la forme et la largeur de l'avant et de l'arrière de la planche. Un *outline* rond, au contraire d'un *outline* plus tendu, donne une planche moins facile à manœuvrer et à contrôler mais plus stable (figure 2.5).

FIGURE 2.5 – (a) *Outline* rond. (b) *Outline* tendu.

Le *rocker* prend en compte la forme de l'avant, de l'arrière et la présence éventuelle de dérives. Un *rocker* faible, au contraire d'un *rocker* élevé, donne une planche plate qui n'est pas facile à faire tourner et *plante* facilement (figure 2.6).

FIGURE 2.6 – (a) *Rocker* faible (planche plate). (b) *Rocker* élevé (planche "bananée").

La *coupe* correspond à la forme de la carène (le dessous de la planche) et des rails (les bords de la planche). Une carène en Vee (plus épaisse au niveau de la latte centrale qu'au niveau des rails) permet de basculer aisément d'un rail à l'autre, et donc de tourner plus facilement. Tandis qu'une carène en Vee inversé (planche concave) permet, en limitant le contact entre l'eau et la planche, de gagner de la vitesse. Des rails ronds et épais, au contraire des rails fins et pincés, s'enfoncent peu dans l'eau dans les virages et donc accrochent peu les vagues (figure 2.7).

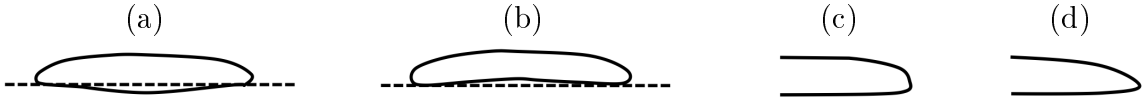


FIGURE 2.7 – (a) Carène en Vee. (b) Carène en Vee inversé. (c) Rails ronds et épais. (d) Rails fins et pincés.

Ainsi, les dimensions et le *shape* (*outline, rocker* et *coupe*) confèrent différentes propriétés aux planches [108].

Choix d'une planche de surf

Les trois critères principaux dans le choix d'une planche de surf sont la manœuvrabilité, la stabilité et la solidité (matériaux, composants). Le niveau du surfeur détermine principalement le type de vagues et le style pratiqué [105] et donc la planche à choisir.

Les débutants (de la première vague, qu'on n'oublie jamais, à la prise de direction) surfent avec des planches longues, larges et épaisses. Les *longboards* ou les *mini-malibus* sont les planches qu'on leur conseille.

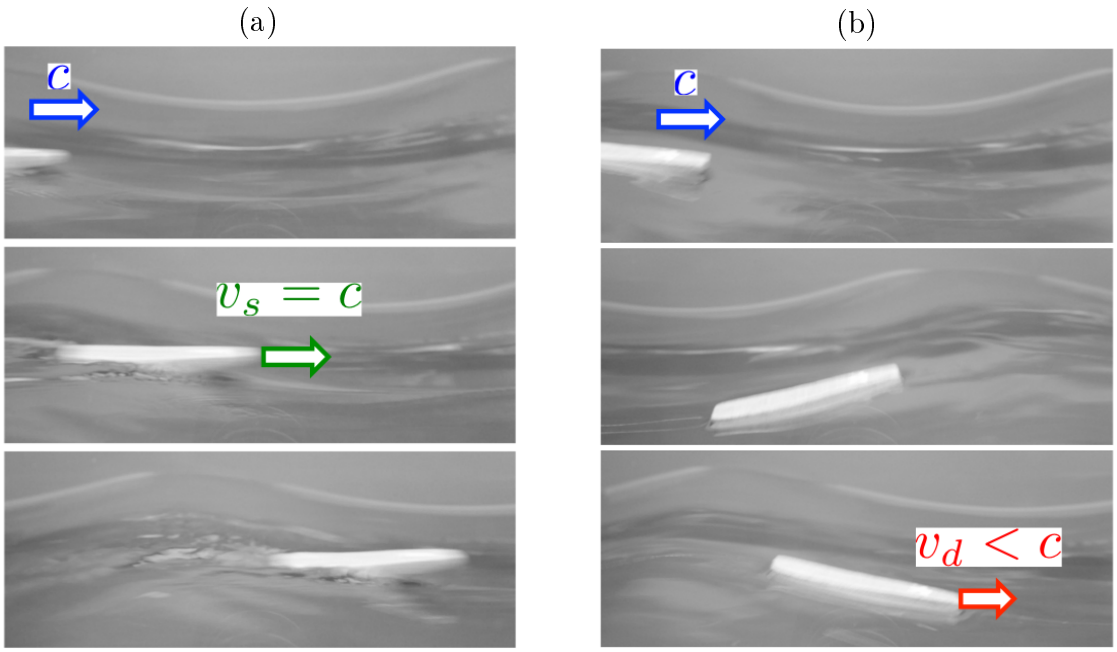
Les surfeurs initiés (de la maîtrise du départ aux premières manœuvres fonctionnelles) choisissent des planches toujours larges et épaisses mais plus courtes pour combiner stabilité et pour avoir plus de manœuvrabilité dans des plus grandes vagues. La *fish* et l'*évolutive/hybride* sont un bon compromis.

Les surfeurs confirmés se tournent définitivement vers des planches moins larges et moins épaisses pour leur garantir une grande manœuvrabilité. Pour les "petites" vagues, le *shortboard* est la planche idéale et pour les plus grosses vagues, le *gun* est choisi.

Ainsi, les planches de surf présentent une grande diversité dans leurs caractéristiques, ce qui entraîne une grande variabilité de leurs performances. Dans ce chapitre, on cherche notamment à comprendre comment les dimensions et la flottabilité des planches influencent la capture du surfeur par les vagues.

Le Surf en laboratoire

Les deux régimes d'interaction entre une planche et une vague, surf ou dérive, sont retrouvés en laboratoire et sont illustrés sur la figure 2.8.



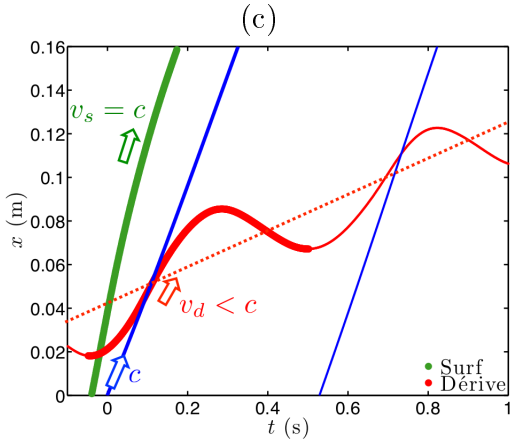


FIGURE 2.8 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive d'un bloc de balsa vernis (de longueur $L = 8$ cm, de largeur $l = 2$ cm et d'épaisseur $e = 5$ mm, de masse volumique $\rho_b = 220$ kg.m^{-3}) sur des vagues non-déferlantes périodiques (de longueur d'onde $\lambda = 23$ cm, d'amplitude $a = 1.5$ cm et de vitesse $c = 58$ cm/s). Le pas de temps est respectivement de (a) 100 ms et (b) 800 ms. (c) Trajectoires de la vague (en bleu, le sommet de la vague) et de la planche (en vert, dans le régime de surf ; en rouge, dans le régime de dérive). Dans le régime de surf, le sommet de la vague reste derrière la planche et l'accélère à sa vitesse : $v_s = c$. Dans le régime de dérive, les vagues successives dépassent la planche qui présente alors un comportement oscillant dont la vitesse maximale reste petite devant la vitesse des vagues : $v_d < c$.

Soit la vitesse de la planche devient comparable à la vitesse de la vague : c'est le régime de surf (figure 2.8 (a)). Soit la vitesse de la planche reste toujours petite devant la vitesse de la vague : c'est le régime de dérive (figure 2.8 (b)). Les trajectoires des planches sur les vagues dans le régime de dérive et de surf sont présentées sur la figure 2.8 (c). Au passage des vagues successives, la planche présente un comportement oscillant dans le régime de dérive.

Dans ce chapitre, on cherche donc à déterminer quels sont les paramètres des planches (dimensions, flottabilité), des vagues (vitesse, pente ou amplitude) et des conditions initiales entre la vague et la planche (vitesse, position) qui conditionnent le surf de la planche sur la vague.

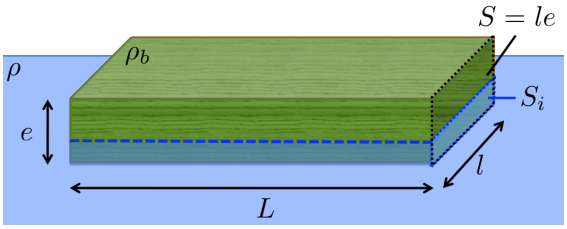
Les planches

Comme planches, on utilise des blocs de balsa vernis (pour les rendre imperméables), parallélépipédiques, de dimensions centimétriques, partiellement immergés à la surface de l'eau (figure 2.9 (a)).

La dimension des blocs dans la direction de propagation des vagues est appelée longueur L, celle parallèle à la crête des vagues est sa largeur l, et la dernière, selon la direction verticale, est l'épaisseur e. Les dimensions sont telles que $L > l > e$. On appelle S, la surface perpendiculaire à la direction de propagation des vagues ($S = le$) et S_i, la partie de cette surface qui est sous le niveau de l'eau (de masse volumique $\rho = 1000$ kg.m^{-3}). Les blocs sont faiblement immergés. Le balsa est environ 5 fois moins dense que l'eau ($\rho_b = 220$ kg.m^{-3}) : $S_i/S = \rho_b/\rho \approx 1/5$. Ils peuvent être éventuellement chargés d'une masse M pour modifier leur immersion.

La gamme des paramètres expérimentaux des blocs est présentée sur la figure 2.9 (b).

(a)



(b)

Paramètres des blocs	
L (cm)	$2 - 8$
l (cm)	$1.5 - 5$
e (mm)	$8 - 30$
ρ_b (kg.m^{-3})	220
M (g)	$5 - 30$

FIGURE 2.9 – (a) Schéma d'un bloc de balsa parallélépipédique (peint en vert et verni) partiellement immergé à la surface de l'eau. (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux des blocs.

On a développé un programme de détection automatique de la position des blocs sur les vagues qui nécessite que les blocs soient peints en vert.

Les vagues

Comme dans le Chapitre 1, on génère des vagues dans un canal à houle (cuve munie d'un batteur à pivot). On s'intéresse aux vagues déferlantes en eau peu profonde dans la partie 2.1, aux vagues non-déferlantes en eau profonde dans la partie 2.2 et aux vagues en bathymétrie progressive dans la partie 2.3.

2.1 Capture par des vagues déferlantes en eau peu profonde

Les vagues déferlantes en eau peu profonde sont créées par un saut bathymétrique. Elles sont caractérisées par leur amplitude H et leur vitesse c.

Expérimentalement, on observe que les planches déposées à la surface ($v_{ini} = 0$) peuvent être capturées par les vagues ($v_{max} = c$) (figure 2.10).

Pour surfer des vagues déferlantes en eau peu profonde, la planche est accélérée d'une vitesse initiale nulle à la vitesse de la vague. On cherche à mesurer et déterminer la force exercée par les vagues sur la planche.

2.1.1 Force des vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches

Les paramètres utiles sont rappelés dans le schéma de la figure 2.11.

Mesure de la force

Pour mesurer la force exercée par les vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches, on utilise un capteur de force dont la déformation en régime élastique permet de mesurer des forces jusqu'à 300 mN.

Le signal de force temporel type est présenté sur la figure 2.12.

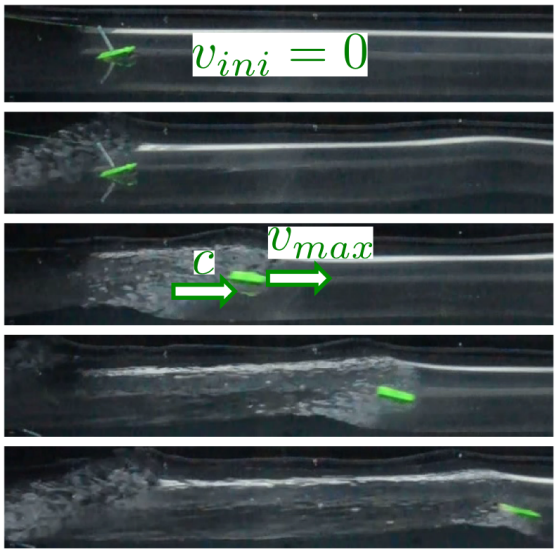


FIGURE 2.10 – Séquence d'images (temps de haut en bas) de la planche de dimensions $L = 4$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm qui surfe sur les vagues déferlantes en eau peu profonde de hauteur $H \approx 2$ cm et de vitesse $c = 63$ cm/s. Le pas de temps entre deux images est de 250 ms. La vitesse initiale de la planche est nulle $v_{ini} = 0$. La vitesse maximale atteinte par la planche est la vitesse de la vague $v_{max} = c$: la planche surfe.

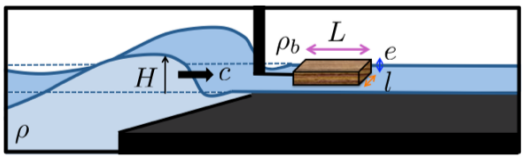


FIGURE 2.11 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la force exercée par les vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches. c est la vitesse de la vague et H est sa hauteur. L, l et e sont la longueur, la largeur et l'épaisseur des blocs de balsa (de masse volumique $\rho_b = 220$ kg.m^{-3}).

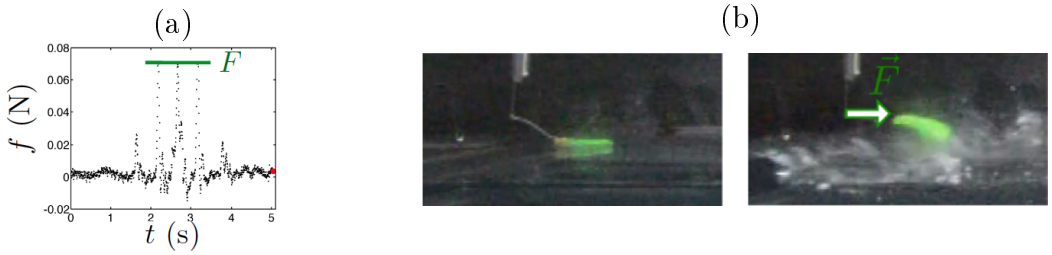


FIGURE 2.12 – (a) Force f (en N) en fonction du temps t (en s) exercée par une série de vagues déferlantes en eau peu profonde (de hauteur $H = 2$ cm et de vitesse $c \approx 60$ cm/s) sur la planche (de dimensions $L = 2.5$ cm, $l = 2$ cm et $e = 5$ mm). On observe 3 maxima qui correspondent au passage des 3 vagues de la série. F est la force maximale exercée. (b) Photographies de la planche à la surface de l'eau au repos et lors du passage d'une vague. La déformation du capteur étant millimétrique, elle n'est pas observable sur cette illustration.

La force maximale F exercée par les vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches en fonction des différents paramètres expérimentaux qu'on fait varier indépendamment est présentée dans la figure 2.13.

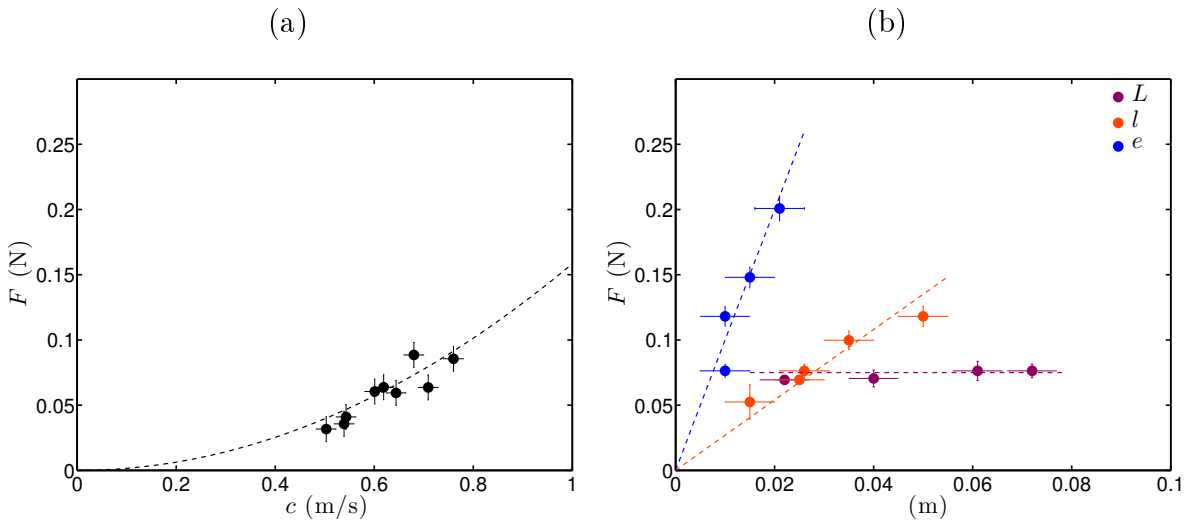


FIGURE 2.13 – Force mesurée F (en N) en fonction (a) de la vitesse de la vague c (en m/s) (la vague est de hauteur $H \approx 2$ cm et la planche a pour dimensions $L = 4$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1.1$ cm) et (b) des différentes dimensions des planches : longueur L (en m) ($l = 2.5$ cm$-e = 1$ cm), largeur l (en m) ($L = 8$ cm$-e = 1$ cm) et épaisseur e (en m) ($L = 8$ cm$-l = 5$ cm) (la vague est de hauteur $H \approx 2$ cm et de vitesse $c \approx 60$ cm/s).

La force des vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches dépend de la vitesse de la vague : plus la vague a une vitesse élevée, plus la force est grande. La force des vagues ne dépend pas de la longueur des planches mais seulement de leur épaisseur et de leur largeur (donc de la surface S).

Modélisation de la force

Les vagues déferlantes en eau peu profonde sont considérées comme des murs d'eau se propageant à la vitesse de la vague. La force de poussée de la vague sur la planche s'écrit donc comme la variation de l'impulsion de l'eau qui se déplace à la vitesse de l'onde pendant le temps de passage de la perturbation :

$$F \sim \frac{\Delta(mU)}{\Delta t} \sim (\rho SH)\frac{c}{H/c} \qquad \text{donc } F \sim \rho S c^2$$

La force mesurée pour les différentes planches sur les vagues déferlantes en eau peu profonde en fonction de son expression théorique est présentée sur la figure 2.14.

Dans la limite des planches fines ($e < H$), la force mesurée est bien proportionnelle à l'expression du modèle théorique avec un coefficient de proportionnalité de 0.6. Dans la limite des planches épaisses ($e > H$), la force mesurée présente un plateau dont la valeur est égale à $0.6\rho(lH)c^2$. La force mesurée ne dépend plus de la section totale des planches ($S = le$) mais dépend de la section des planches effectivement poussée par la vague ($S' = lH$).

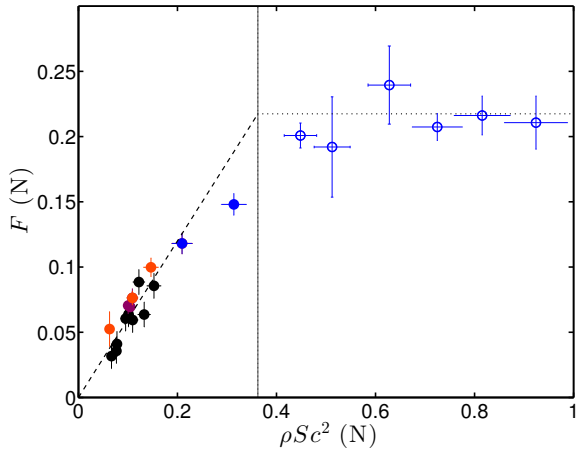


FIGURE 2.14 – Force mesurée F (en N) en fonction de l'expression théorique ρSc^2 (en N) pour les différentes planches sur les vagues déferlantes en eau peu profonde. Les points pleins (résultats expérimentaux de la figure 2.13) sont dans la limite des planches fines ($e < H$). Les points creux (pour des planches de dimensions $L = 8$ cm$-l = 5$ cm$-2.5 < e < 5$ cm, sur la vague de vitesse $c \approx 60$ cm/s et de hauteur $H \approx 2$ cm) sont dans la limite des planches épaisses ($e > H$).

Le modèle mis en place pour la force exercée par les vagues déferlantes en eau peu profonde sur les planches fines est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

2.1.2 Capture des planches par les vagues

On cherche à déterminer dans quelles conditions la force exercée par les vagues déferlantes en eau peu profonde est suffisante pour faire surfer les planches, c'est-à-dire pour les accélérer jusqu'à la vitesse de la vague.

Critère de surf

Pour surfer, la force exercée par la vague sur la planche F doit être supérieure à la force F_{surf} nécessaire à la planche pour accélérer jusqu'à la vitesse de la vague, c'est-à-dire à sa masse par son accélération d'une vitesse initiale nulle ($v_{ini} = 0$) à la vitesse de l'onde ($v_{max} = c$) pendant le temps de passage de la perturbation :

$$F > F_{surf} \text{ avec } F = 0.6\rho Sc^2 \text{ et } F_{surf} = (\rho_b SL)\frac{c}{H/c}$$

Cette condition conduit au critère de surf sur les vagues déferlantes :

$$L < 0.6\frac{\rho}{\rho_b}H = L^* \tag{2.1}$$

Ainsi, seules les planches dont la longueur est inférieure à la longueur critique $L^* = 0.6\frac{\rho}{\rho_b}H$ peuvent surfer sur des vagues déferlantes en eau peu profonde.

Dans nos expériences, le rapport des masses volumiques est de l'ordre de $\rho/\rho_b = 1000/220 \approx 4.5$ et la taille caractéristique de la perturbation est de l'ordre de quelques centimètres, typiquement $H \approx 2$ cm, donc $L^* \approx 5.5$ cm.

Résultats expérimentaux et confrontation au modèle

De façon à tester cette prédiction, on mesure la vitesse atteinte par les planches au passage des vagues déferlantes en eau peu profonde en faisant varier les différents paramètres expérimentaux (la hauteur des vagues étant fixée). Le rapport de la vitesse maximale des planches v_{max} sur la vitesse des vagues c en fonction de la longueur des planches L est présenté sur la figure 2.15.

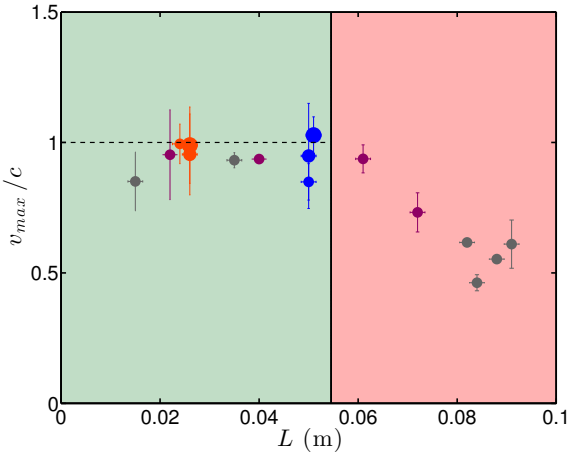


FIGURE 2.15 – Rapport de la vitesse maximale des planches sur la vitesse des vagues v_{max}/c en fonction de leur longueur L (en m) pour les différentes planches sur les vagues déferlantes en eau peu profonde (de hauteur fixée $H \approx 2$ cm). La frontière entre les zones de surf (en vert) et de dérive (en rouge) est pour $L^* \approx 5.5$ cm.

Pour les planches les plus longues, la vitesse maximale atteinte reste petite comparée à la vitesse des vagues tandis que pour les planches les plus courtes, elle est comparable à la vitesse des vagues $v_{max}/c \approx 1$. La longueur maximale de surf théorique (équation (2.1)), $L^* = 5.5$ cm pour ces expériences, est en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

2.1.3 Critère de capture d'une planche de surf par la mousse

Dans nos expériences, les vagues déferlantes en eau peu profonde, créées par un saut bathymétrique, sont considérées comme des murs d'eau se propageant à la vitesse des vagues. La mousse correspond aux vagues particulièrement écumeuses, qui, en raison de leur proximité au rivage, sont surfées principalement par les débutants et finalement par tous lors de la sortie de l'eau. Il s'agit donc de déterminer si le critère de capture des planches par les vagues déferlantes en eau peu profonde, vérifié dans nos expériences, peut être appliqué au cas de la capture d'une planche de surf par la mousse.

On établit l'ordre de grandeur de la longueur maximale de surf dans la mousse pour les planches de surf réelles. On considère d'abord que la taille caractéristique de la mousse est de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres, typiquement $H \sim 0.5 - 1$ m. Ensuite, le rapport des masses volumiques à prendre en compte est celui de la masse volumique de l'eau de mer à la surface $\rho' \approx 1025$ kg.m^{-3} (dépend surtout de la salinité) et de la masse volumique effective de la planche sur laquelle se trouve le surfeur ρ'_b. Si on considère un

surfeur de masse M, sur une planche de volume V et de masse volumique ρ_b, la masse effective de la planche sur laquelle se trouve le surfeur est $\rho_b' \approx \rho_b + \frac{M}{V}$. Pour un surfeur de $M \approx 75$ kg, sur une planche de masse volumique $\rho_b \approx 50$ kg.m^{-3} et de volume $V \sim 0.1$ m^3 pour un *shortboard* ou $V \sim 0.2$ m^3 pour un *longboard*), la masse volumique effective de la planche est comprise entre $\rho_b' \approx 750$ kg.m^{-3} pour un *shortboard* ou $\rho_b' \approx 400$ kg.m^{-3} pour un *longboard*. Par ailleurs, le coefficient de proportionnalité qui intervient dans le critère de capture, de 0.6 pour les blocs parallélépipédiques de nos expériences, serait certainement également modifié en raison de la forme profilée des planches.

Finalement, l'ordre de grandeur de la longueur maximale des planches de surf dans la mousse est de l'ordre de la dizaine de mètres pour des planches sans surfeur donc très grande devant la longueur des planches de surf réelles. Autrement dit, si le surfeur n'est pas sur sa planche et n'est pas relié à sa planche par son *leash*, la planche sera toujours facilement emportée par la mousse jusqu'au rivage.
L'ordre de grandeur de la longueur maximale des *longboards* surfés dans la mousse est d'environ 2.5 m tandis qu'elle est d'environ 1.5 m pour les *shortboards*. Ainsi, la longueur maximale pour des planches surfées est toujours de l'ordre de la longueur de la planche en question. On comprend alors pourquoi la mousse, au bord du rivage, est effectivement facilement surfée par tous surfeurs, quelque soit la taille de leur planche, lors de la sortie de l'eau.

2.2 Capture par des vagues non-déferlantes en eau profonde

Les vagues non-déferlantes en eau profonde sont caractérisées par leur pente (ak) (qui reste < 0.35 conformément au critère de non-déferlement) et leur vitesse c.

Expérimentalement, on observe d'abord que les planches déposées à la surface ($v_{ini} = 0$) ne sont pas capturées par les vagues non-déferlantes en eau profonde : elles ont un mouvement oscillant de vitesse maximale et de vitesse moyenne de dérive petites devant la vitesse des vagues (v_{max} ,$\langle v \rangle < c$)(figure 2.16).

On a alors développé un système qui permet de choisir la vitesse initiale v_{ini} ($v_{ini} = 0-2$ m/s) et la position initiale de la planche sur la vague. On utilise un système motorisé, à l'extérieur de la cuve, qui tracte la planche via un câble inextensible (figure 2.17 (a)). A la fin de la phase de traction, la planche est libérée (le système d'accrochage est en effet amovible) : la position initiale est choisie où la vague est de plus grande pente et la vitesse initiale est mesurée.

On observe que les planches tractées (de vitesse initiale v_{ini}) peuvent être capturées par les vagues non-déferlantes en eau profonde ($v_{max} = c$) (figure 2.17 (b)).

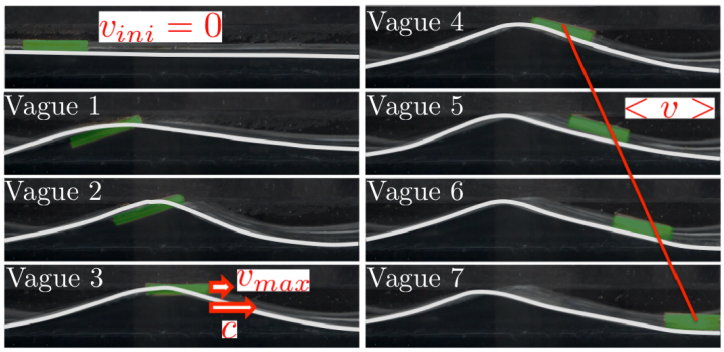


FIGURE 2.16 – Séquence d'images (temps de haut en bas, puis de gauche à droite) de la planche de dimensions $L = 8$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm en dérive sur les vagues non-déferlantes en eau profonde de pente $(ak) = 0.29$ et de vitesse $c = 77$ cm/s. La vitesse initiale de la planche est nulle $v_{ini} = 0$. Le pas de temps entre deux images est de 500 ms (ce qui correspond à la période temporelle des vagues). La vitesse maximale et la vitesse moyenne de dérive restent petites devant la vitesse des vagues (v_{max} ,$\langle v \rangle < c$). Le contraste a été augmenté pour mieux visualiser le profil principal des vagues (en blanc) et la planche (en vert).

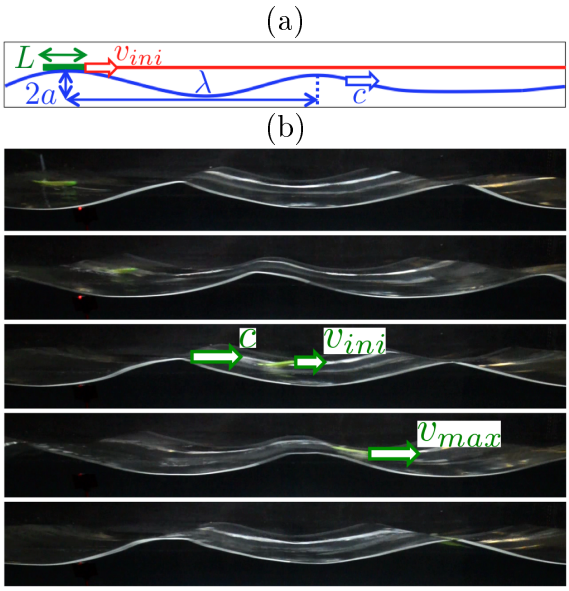


FIGURE 2.17 – (a) Schéma du dispositif de traction des planches (de longueur L) sur les vagues non-déferlantes en eau profonde (d'amplitude a, de longueur d'onde λ et de vitesse c). La vitesse de traction est la vitesse initiale v_{ini} des planches sur les vagues. (b) Séquence d'images (temps de haut en bas) de la planche de dimensions $L = 8$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm qui surfe sur les vagues non-déferlantes en eau profonde de pente $(ak) = 0.29$ et de vitesse $c = 77$ cm/s. Le pas de temps entre deux images est de 250 ms. La vitesse initiale de la planche est $v_{ini} = 50$ cm/s $\approx \frac{3}{4}c$. Image 1 : Début de la phase de traction (la lumière rouge, en bas à gauche, s'allume). Image 2 : Phase de traction. Image 3 : Fin de la phase de traction (la lumière rouge s'éteint). La planche est libérée à la vitesse initiale v_{ini}. Images 4 et 5 : La vitesse maximale atteinte par la planche est la vitesse de la vague $v_{max} = c$. La planche surfe.

On cherche à nouveau à mesurer et identifier la force exercée par les vagues sur la planche pour déterminer dans quelle mesure elle est suffisante permettre aux planches de surfer les vagues non-déferlantes.

2.2.1 Force des vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches

Les paramètres utiles sont rappelés dans le schéma de la figure 2.18.

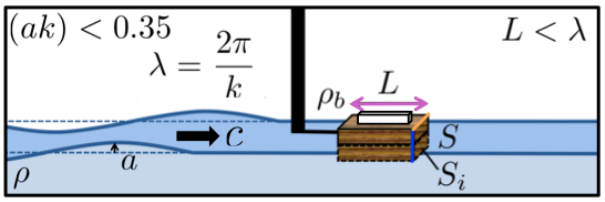


FIGURE 2.18 – Schéma du dispositif expérimental de la mesure de la force des vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches. c est la vitesse, λ la longueur d'onde (ou k est le nombre d'onde) et a l'amplitude des vagues (telles que la pente $(ak) < 0.35$). L, l et e sont la longueur, la largeur et l'épaisseur des blocs de balsa (de masse volumique $\rho_b = 220$ kg.m^{-3}). Les blocs peuvent être éventuellement chargés et S_i est la section immergée.

Mesure de la force

Pour mesurer la force des vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches, on utilise un capteur sensible à des forces de faible intensité (jusqu'à 100 mN environ).

Le signal de force temporel type est présenté sur la figure 2.19.

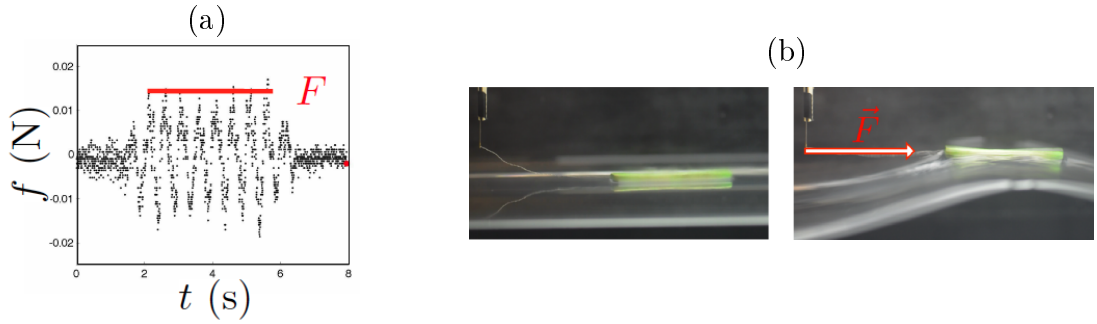


FIGURE 2.19 – (a) Force f (en N) en fonction du temps t (en s) exercée par une série de vagues non-déferlantes en eau profonde (de pente (ak)= 0.25 et de vitesse $c = 80$ cm/s) sur une planche (de dimensions $L = 8$ cm, $l = 2.5$ cm et $e = 5$ mm). On observe 8 maxima qui correspondent au passage des 8 vagues de la série. F est la force maximale exercée. (b) Photographie de la planche à la surface de l'eau au repos et lors du passage d'une vague. La déformation du capteur étant millimétrique, elle n'est pas observable sur cette illustration.

La force maximale F exercée par les vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches est présentée sur la figure 2.20.

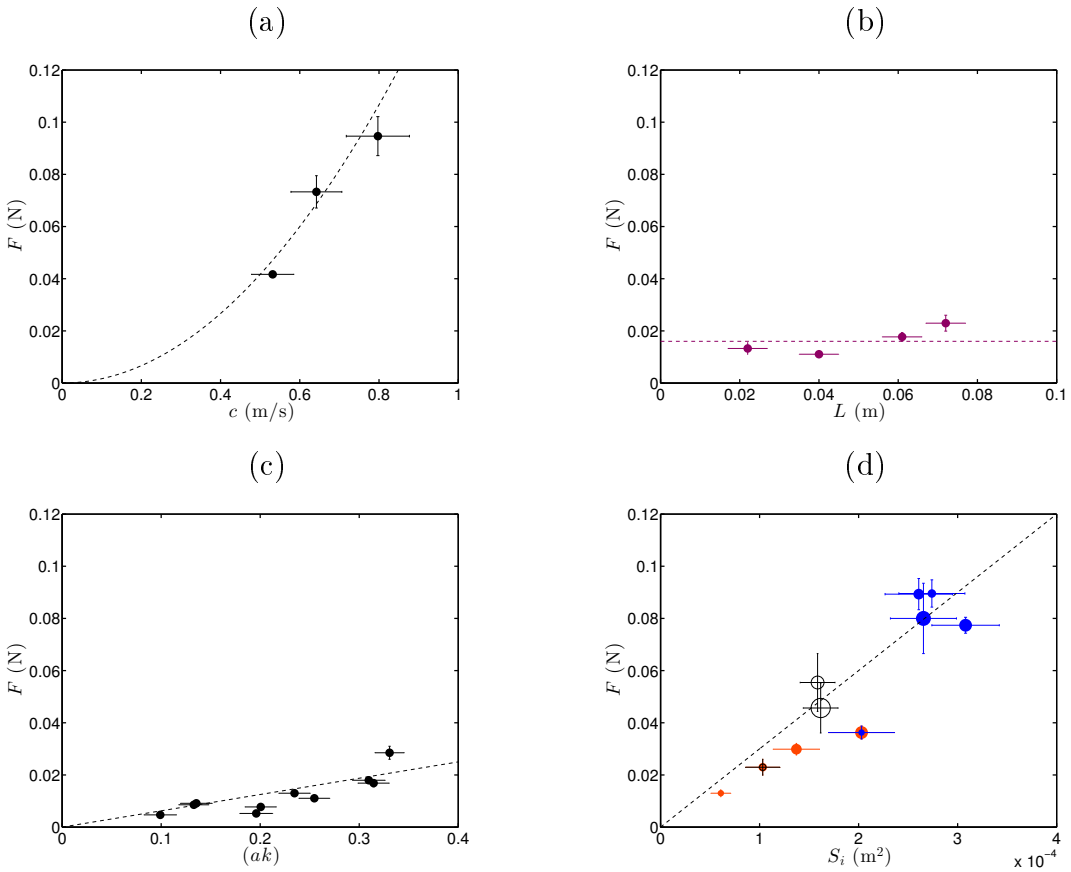


FIGURE 2.20 – Force maximale mesurée F (en N) en fonction (a) de la vitesse de la vague c (en m/s) (pour $(ak) = 0.27$ et $L = 8$ cm$-l = 5$ cm$-e = 1.5$ cm), (b) de la longueur des planches L (en m) (pour $(ak) = 0.25$, $c = 79.4$ cm/s et $l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm) (c) en fonction de la pente de la vague (ak) (pour $c = 78.8$ cm/s et $L = 4$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm) et (d) de la section immergée S_i (en m^2) (pour la vague de pente $(ak) = 0.25$ et de vitesse $c = 79.4$ cm/s et les dimensions des planches qui ne varient pas sont $L = 8$ cm$-l = 5$ cm$-e = 1$ cm ; les points oranges sont pour les planches dont la largeur varie, les points bleus sont pour les planches sont l'épaisseur varie et les points creux sont pour des planches dont la charge varie).

La force des vagues non-déferlantes en eau profonde augmente ainsi avec la vitesse c et la pente (ak) des vagues. Elle ne dépend pas de la longueur des planches mais augmente avec la section immergée S_i.

Modélisation de la force

Les forces qui s'exercent sur la planche sont le poids, la poussée d'Archimède et la force du courant :

— Le poids a naturellement une projection nulle sur la direction horizontale et ne contribue donc pas à la force mesurée.

— La poussée d'Archimède, résultante de la force surfacique du gradient de pression dans le milieu, est orthogonale aux lignes de courant isobares et donc à la surface libre [53]. La projection de la poussée d'Archimède sur la direction horizontale est $\Pi_p = \rho L S_i g(ak)$.

— La force du courant est la force exercée par les particules fluides de la vague sur la planche. La vitesse maximale horizontale de dérive des particules fluides à la surface des ondes de gravité en eau profonde est $u_{max} \sim (ak)c$ donc la variation d'impulsion de l'eau pendant le passage de l'onde est $F_{Stokes} \approx \frac{\Delta(mU)}{\Delta t} \approx (\rho S \lambda)\frac{(ak)c}{\lambda/c} \approx \rho S_i (ak)c^2$.

La résultante horizontale des forces qui s'exercent sur la planche est donc :

$$F = \Pi_p + F_{Stokes} \text{ avec } \Pi_p = \rho L S_i g(ak) \text{ et } F_{Stokes} \approx \rho S_i (ak)c^2$$

donc, avec $c^2 = g/k$ pour les ondes de surface gravitaires en eau profonde :

$$F \approx \rho S_i g a(1 + Lk)$$

La force mesurée en fonction de l'expression théorique est présentée sur la figure 2.21.

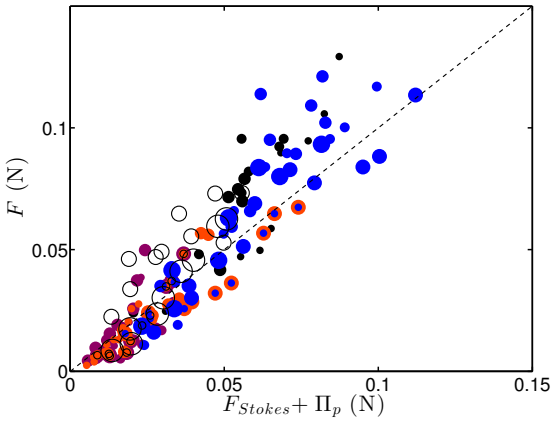


FIGURE 2.21 – Force mesurée F (en N) en fonction de l'expression théorique $\Pi_p + F_{Stokes}$ (en N) pour les différentes planches sur les vagues non-déferlantes en eau profonde. On fait varier la pente des vagues pour les différentes planches. La couleur des points correspond au seul paramètre qui varie : en rose, la longueur des planches ; en orange, la largeur des planches ; en bleu, l'épaisseur des planches ; en noir creux, la charge sur les planches ; en noir plein, la vitesse de la vague.

La modélisation proposée pour la force exercée par les vagues non-déferlantes en eau profonde sur les planches semble donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

2.2.2 Capture des planches par les vagues, sans vitesse initiale

On cherche à déterminer dans quelles conditions la force exercée par les vagues non-déferlantes en eau profonde est suffisante pour faire surfer les planches, c'est-à-dire pour les accélérer jusqu'à la vitesse de la vague, si leur vitesse initiale est nulle.

Rapport des forces

Le rapport des deux forces exercées par la vague sur les planches s'écrit :

$$\frac{\Pi_p}{F_{Stokes}} \sim \frac{\rho L S_i g(ak)}{\rho S_i (ak) c^2} \sim \frac{Lg}{c^2} \sim Lk$$

(avec $c^2 = g/k$ pour les ondes de surface gravitaires en eau profonde).

Dans nos expériences, la longueur de la planche reste petite devant la longueur d'onde des vagues : 2 cm$< L <$ 8 cm et $\lambda \sim$ 40 cm. Ainsi, même si l'onde faiblement non-linéaire ne présente qu'un faible déplacement de matière, la force des particules fluides sur la planche a une importante contribution dans la force totale des vagues sur la planche dans les cas d'une vitesse initiale nulle. On néglige donc la projection horizontale de la poussée d'Archimède.

Critère de surf

Pour surfer, la force exercée par la vague sur la planche doit être supérieure à la force nécessaire à la planche pour s'accélérer jusqu'à la vitesse de la vague, c'est-à-dire à sa masse par son accélération d'une vitesse initiale nulle ($v_{ini} = 0$) jusqu'à la vitesse de l'onde ($v_{max} = c$) pendant le temps de passage de la vague :

$$F > F_{surf} \text{ avec } F \approx F_{Stokes} \sim \rho S_i (ak) c^2 \text{ et } F_{surf} = (\rho_b S \lambda) \frac{c}{\lambda / c}$$

or, la loi de l'hydrostatique (dans le cas où on néglige toujours la projection horizontale de la poussée d'Archimède) revient à $\rho/\rho_b \approx S/S_i$, donc le critère de surf devient :

$(ak) > 1$ ce qui est incompatible avec le critère de non-déferlement $(ak) < 0.35$.

Ainsi, dans le cas d'une vitesse initiale nulle, il est impossible de capturer des planches par ces vagues. Cela rejoint nos observations expérimentales (figure 2.16).

Résultats expérimentaux et confrontation au modèle

La vitesse maximale et la vitesse moyenne du mouvement oscillant des planches déposées sur les vagues non-déferlantes en eau profonde sont présentées sur la figure 2.22.

Les vitesses maximales atteintes par les planches au passage des vagues non-déferlantes en eau profonde restent petites devant les vitesses des vagues. Les planches ne surfent pas. Leurs vitesses maximales sont comparables à la vitesse maximale horizontale de dérive des particules fluides à la surface des ondes de gravité en eau profonde $u_{max} \sim (ak)c$ et leurs vitesses moyennes, à la vitesse de la dérives de Stokes $u_{Stokes} =< u >\sim (ak)^2 c$. Le mouvement oscillant des planches au passage des vagues correspond donc à la dérive de Stokes.

Sans vitesse initiale, les planches dérivent comme les particules fluides à la surface des vagues non-déferlantes en eau profonde.

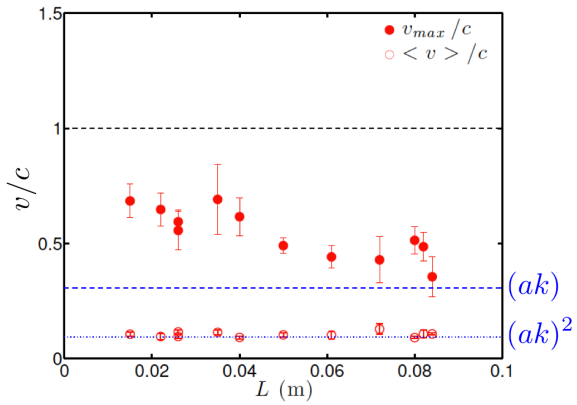


FIGURE 2.22 – Les points pleins représentent le rapport de la vitesse maximale des planches sur la vitesse des vagues v_{max}/c en fonction de la longueur des planches L (en m). Les points creux représentent le rapport de la vitesse moyenne des planches sur la vitesse des vagues $< v > /c$ en fonction de la longueur des planches L (en m). La vague est de pente $(ak) = 0.31$ et de vitesse $c = 81.9$ cm/s.

2.2.3 Capture des planches par les vagues, avec vitesse initiale

Rapport des forces

Si la planche a une vitesse initiale, le rapport des deux forces exercées par la vague sur les planches devient :

$$\frac{\Pi_p}{F_{Stokes}} \sim \frac{\rho L S_i g(ak)}{\rho S_i (ak)(c-v_{ini})^2} \sim \frac{Lg}{(c-v_{ini})^2}$$

(avec $c^2 = g/k$ pour les ondes de surface gravitaires en eau profonde).

Comme la différence de vitesse entre la planche et les particules fluides a diminué, la force des particules fluides sur la planche devient moins importante devant la projection horizontale de la poussée d'Archimède dans le cas d'une vitesse initiale non nulle.

Critère de surf

Pour surfer, la force exercée par la vague sur la planche F doit être supérieure à la force nécessaire à la planche pour s'accélérer jusqu'à la vitesse de la vague F_{surf} , c'est-à-dire à sa masse par son accélération d'une vitesse initiale (v_{ini}) jusqu'à la vitesse de l'onde $(v_{max} = c)$ pendant le temps de passage de la vague :

$$F > F_{surf} \text{ avec } F \approx \Pi_p \sim \rho S_i L g(ak) \text{ et } F_{surf} = (\rho_b S \lambda)\frac{c-v_{ini}}{\lambda/(c-v_{ini})}$$

or, la loi de l'hydrostatique s'écrit $\rho S_i(1-(ak)) = \rho_b S$, donc le critère de surf devient :

$$v_{ini} > c - \sqrt{\frac{Lg(ak)}{1-(ak)}} = v^*_{ini}$$

Ainsi, dans le cas d'une vitesse initiale non nulle, seules les planches dont la vitesse initiale est supérieure à une vitesse initiale critique $v^*_{ini} = c - \sqrt{\frac{Lg(ak)}{1-(ak)}}$ peuvent surfer sur des vagues non-déferlantes en eau profonde.

Dans nos expériences, les planches font moins d'une dizaine de centimètres de long, les pentes de vagues $(ak) < 0.35$ et les vitesses de vagues sont de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres par seconde. Typiquement, pour $(ak) \approx 0.25$ (proche du déferlement), $c \approx$ 80 cm/s (vague de longueur d'onde $\lambda \approx 40$ cm, qui vérifie la relation de dispersion des ondes de gravité en eau profonde) et $L = 8$ cm, la vitesse initiale minimale de surf est de l'ordre de 60% de la vitesse de la vague.

Résultats expérimentaux et confrontation au modèle

On mesure la vitesse maximale atteinte par les planches v_{max} tractés à la surface des vagues non-déferlantes en eau profonde en fonction de leur vitesse initiale. Le rapport de la vitesse maximale des planches sur la vitesse des vagues en fonction du rapport de leur vitesse initiale sur la vitesse des vagues est présenté sur la figure 2.23.

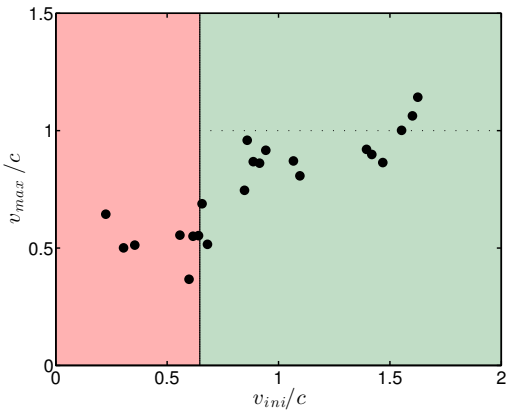


FIGURE 2.23 – Rapport de la vitesse maximale des planches sur la vitesse des vagues v_{max}/c en fonction du rapport de leur vitesse initiale des planches sur la vitesse des vagues v_{ini}/c pour les différentes planches (de longueur $L = 8$ cm fixée) sur les vagues non-déferlantes en eau profonde (de pente $(ak) \approx 0.25$ et de vitesse $c \approx 80$ cm/s fixées). La frontière entre les zones de surf (en vert) et de dérive (en rouge) est pour $v^*_{ini}/c \approx 60$ %.

Pour les plus petites vitesses initiales, la vitesse maximale atteinte par les planches reste petite comparée à la vitesse des vagues tandis que pour les plus qrandes vitesses initiales, elle est de l'ordre de la vitesse des vagues $v_{max}/c \approx 1$. La vitesse initiale minimale de surf théorique, $v^*_{ini}/c \approx 60$ % pour ces expériences, est en bon accord avec nos résultats.

2.2.4 Critère de capture d'une planche de surf par les vagues non-déferlantes

Dans nos expériences, les vagues non-déferlantes en eau profonde sont considérées comme des ondes périodiques faiblement non-linéaires (et on prend en compte la dérive de Stokes). Les vagues du surf sont des vagues côtières déferlantes, issues du déferlement bathymétrique des trains périodiques de la houle entrante. Il s'agit donc de déterminer si le critère de capture des blocs par les vagues non-déferlantes en eau profonde, vérifié dans nos expériences, peut être appliqué au cas de la capture d'une planche de surf par la houle.

On établit l'ordre de grandeur de la vitesse initiale minimale sur les vagues non-déferlantes pour les planches de surf et les vagues réelles. Les planches utilisées dans les vagues creuses vont du *shortboard* au *gun* donc la longueur des planches est de l'ordre de 2 m. Pour une vague non-déferlante, la pente des vagues est petite devant la pente critique de déferlement $(ak) < (ak)^* = 0.35$. La différence minimale entre la vitesse de la vague et la vitesse du surfeur nécessaire pour surfer est donc de l'ordre de quelques m.s^{-1} (selon la pente de la vague non-déferlantes). Le surfeur a donc à ramer à une vitesse très proche de celle de la vague pour pouvoir prendre la vague. Or, la vitesse des vagues, pour une houle de période typique $T \approx 10 - 15$ s, si on la considère toujours de l'ordre de celle des ondes de surface de gravité en eau profonde est de $c = \frac{gT}{2\pi} \approx 20$ m.s^{-1}. Autrement dit, le surfeur doit être capable de ramer à plus de 70 km.h^{-1} ! En plus, pour atteindre quasiment la vitesse de la vague, le surfeur doit lutter contre la dissipation d'énergie dans la trainée de sa planche sur l'eau (le *shape* de la planche et la réduction de la taille de la planche peuvent limiter les frottements de la planches sur l'eau). On comprend pourquoi il semble difficile que la houle soit surfée.

2.3 Capture par des vagues en bathymétrie progressive

Si les blocs, sans vitesse initiale, dérivent sur des vagues non-déferlantes en eau profonde et, si, quand leur longueur n'est pas trop importante, ils surfent sur des vagues déferlantes en eau peu profonde, on peut se demander quelle est la condition de surf sur des vagues en bathymétrie progressive.

Pour répondre à cette question, on génère toujours des vagues dans un canal à houle mais on fait maintenant varier la profondeur d'eau moyenne par l'ajout d'une plage d'angle $\alpha = 10°$ constant dans le fond de la cuve. On utilise toujours les blocs de balsa qui sont à nouveau déposés à la surface des vagues.

Les vagues en bathymétrie progressive sont caractérisées par leur vitesse $c(x)$ et leur pente $(ak)(x)$ à la distance x du rivage. Loin du rivage, les vagues sont toujours des vagues non-déferlantes en eau profonde de pente $(ak)_0 \approx 0.30$ (proche du déferlement) et de vitesse $c_0 \approx 80$ cm.s^{-1}.

Les paramètres utiles sont rappelés dans le schéma de la figure 2.24.

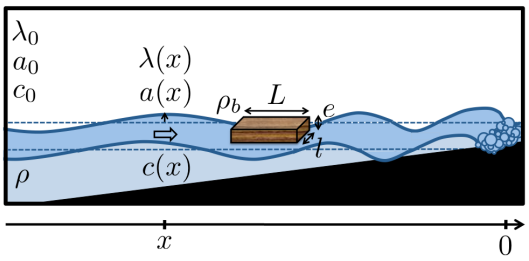


FIGURE 2.24 – Schéma du dispositif expérimental de la capture des planches par des vagues en bathymétrie progressive. x est la distance au rivage, le rivage est en $x = 0$. $c(x)$ est la vitesse des crêtes, $\lambda(x)$ la longueur d'onde et $a(x)$ l'amplitude des vagues à la distance x du rivage (respectivement c_0, λ_0 et a_0, loin du rivage). L, l et e sont la longueur, la largeur et l'épaisseur des blocs de balsa (de masse volumique $\rho_b = 220$ kg.m^{-3}).

2.3.1 Capture des planches par les vagues

Expérimentalement, on observe que les planches déposées à la surface des vagues loin du rivage dérivent et peuvent être capturées par les vagues en s'approchant du rivage (figure 2.25).

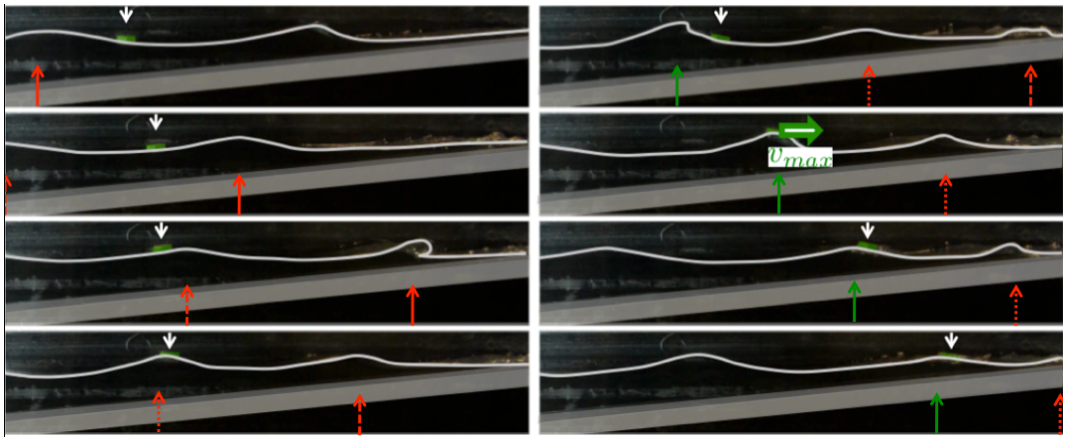


FIGURE 2.25 – Séquence d'images (temps de haut en bas, puis de gauche à droite) de la planche de dimensions $L = 4$ cm$-l = 2.4$ cm$-e = 1$ cm sur les vagues en bathymétrie progressive (l'angle de la plage est de 10°) (loin du rivage, la vitesse et la pente des vagues sont $c_0 = 78$ cm/s et $(ak)_0 = 0.24$). Le pas de temps est adapté au régime : à gauche, la planche dérive, le pas de temps est de 400 ms ; à droite, la planche surfe, le pas de temps est de 200 ms. Le contraste a été augmenté pour mieux visualiser le profil principal des vagues (en blanc) et de la planche (en vert). La planche est en plus désignée par la flèche blanche. Les crêtes des vagues sur lesquelles la planche dérive sont désignées individuellement par des flèches rouges et la crête de la vague sur laquelle la planche surfe est désignée par une flèche verte.

La vitesse des planches sur les vagues en bathymétrie progressive en fonction de leur distance au rivage est présentée sur la figure 2.26.

On s'intéresse d'abord à la vitesse v de la planche de dimensions $L = 8$ cm$-l = 2.5$ cm$-e = 1$ cm en fonction de sa distance au rivage x (en noir).

Pour $x < -0.5$ m, la vitesse de la planche est oscillante : les vitesses maximales sont comparables à la vitesse maximale horizontale de dérive des particules fluides à la surface des ondes de gravité en eau profonde $u_{max} \sim (ak)c$ et les vitesses moyennes sont de l'ordre de la vitesse de dérive de Stokes $u_{Stokes} =< u >\sim (ak)^2 c$. Loin du rivage, le mouvement oscillant des planches au passage des vagues correspond à la dérive de Stokes (conformément aux résultats de la partie 2.2). Pour $x \approx -0.5$ m, la vitesse de la planche augmente brusquement pour atteindre une vitesse maximale de l'ordre de celle de la vague à cette distance du rivage $v_{max} \approx c(x \approx -0.5$ m). Ainsi, à une certaine distance du rivage, la planche surfe. La planche évolue donc naturellement d'un régime de dérive vers un régime de surf sans ajout de vitesse initiale.

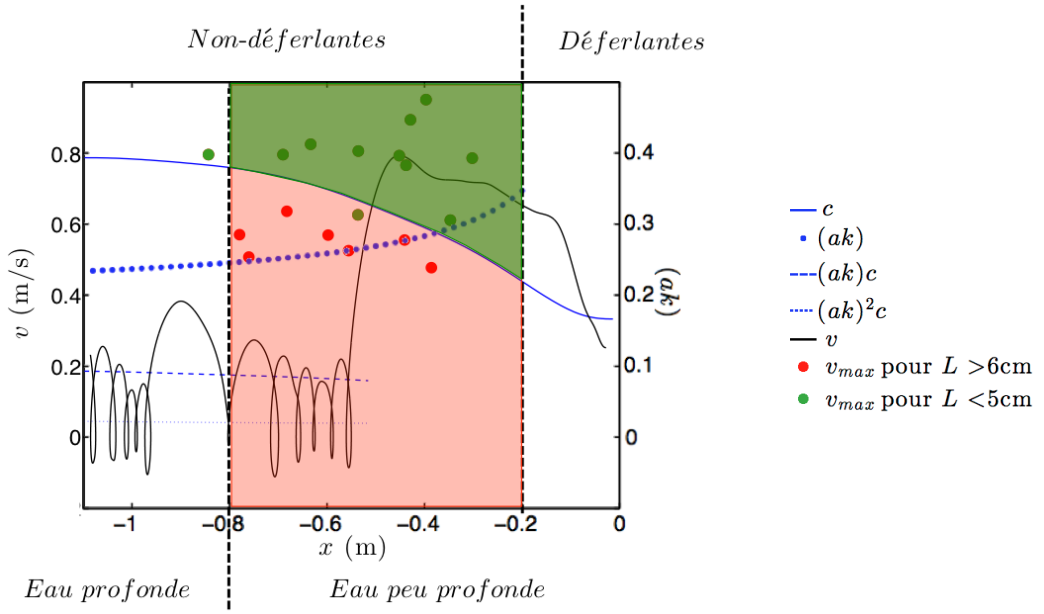


FIGURE 2.26 – Vitesse c (en m/s) et pente (ak) des vagues en fonction de la distance au rivage x (en m) pour les vagues en bathymétrie progressive sur la plage de pente 10° (loin du rivage, la vitesse et la pente des vagues sont $c_0 = 78$ cm/s et $(ak)_0 = 0.24$). La vitesse maximale horizontale de dérive des particules fluides à la surface des ondes de gravité en eau profonde $u_{max} \sim (ak)c$ et leur vitesse moyenne, la vitesse de dérive de Stokes $u_{Stokes} =< u >\sim (ak)^2 c$ sont calculées à partir de la vitesse c et de la pente (ak) mesurées des vagues. v (en m/s) est la vitesse de la planche de dimensions $L = 8$ cm$-l = 2.5$ cm$-e = 1$ cm en fonction de sa distance au rivage x (en m). Les vitesses maximales v_{max} atteintes pour les différentes planches de longueur $L > 6$ cm sont en rouge et de longueur $L < 5$ cm sont en vert. La frontière qui sépare les zones des vagues non-déferlantes et déferlantes est pour le critère de déferlement $(ak)^* = 0.35$. La frontière qui sépare les zones des vagues en eau profonde et les vagues en eau peu profonde est pour $(hk)^* \sim 1$.

On s'intéresse ensuite aux vitesses maximales v_{max} atteintes par les différentes planches (en rouge et en vert).

On note d'abord que les vitesses maximales des planches sont atteintes dans la zone où la vitesse des vagues diminue et où la pente des vagues augmente : il s'agit donc de vagues en eau peu profonde ($c = \sqrt{gh}$), non-déferlantes mais dans la zone de levée ($(ak) < 0.35$, (ak) augmente quand h diminue). On voit que seules les planches les plus courtes, typiquement $L < 5$ cm, ont leur vitesse qui peut dépasser la vitesse de la vague. D'ailleurs, si les vitesses maximales atteintes par les planches les plus longues, $L > 6$ cm restent plus petites que la vitesse de la vague, elles n'atteignent pas le rivage portées par la vague qui leur a donné leur vitesse maximale mais restent dans un mouvement de dérive jusqu'au rivage. On observe ainsi que seules les planches les plus courtes surfent (conformément aux résultats de la partie 2.1 sur la capture des planches par des vagues déferlantes en eau peu profonde mais pour des vagues non déferlantes en eau peu profonde). Au passage, la longueur maximale de surf est toujours de l'ordre de $L^* \approx 6$ cm (même s'il ne s'agit plus des vagues déferlantes en eau peu profonde créées par saut bathymétrique). Mais les vagues non-déferlantes en eau peu profonde sont créées par une bathymétrie progressive à partir des mêmes vagues non-déferlantes en eau profonde et la taille de la perturbation est toujours de l'ordre de l'amplitude des vagues.

Finalement, la bathymétrie progressive a étendu la zone de surf des planches qui vérifient le critère de surf des vagues déferlantes en eau peu profonde ($L < L^*$). D'abord, elles peuvent toujours surfer sans vitesse initiale mais sur des vagues non-déferlantes en eau peu profonde (à la place des vagues déferlantes en eau peu profonde). Ou encore, elles peuvent surfer maintenant sans vitesse initiale ajoutée sur des vagues non-déferlantes en eau peu profonde (à la place de devoir vérifier le critère de surf des vagues non-déferlantes en eau profonde $v_{ini} > v_{ini}^*$).

2.3.2 Zone de surf

On a observé que la bathymétrie progressive a étendu la zone de surf des planches : le surf est possible sans vitesse initiale ajoutée sur des vagues non-déferlantes en eau peu profonde, autrement dit dans la zone de levée des vagues. On retrouve le fait que les surfeurs, qui veulent profiter de la totalité du déferlement des vagues, commencent à surfer tout juste avant le point de déferlement (c'est-à-dire tout juste entre la zone de levée des vagues et la zone de déferlement des vagues).

Par contre, dans cette zone intermédiaire entre la houle et la vague en déferlement, les modélisations menées précédemment pour les vagues non-déferlantes en eau profonde (ondes faiblement non-linéaires) et les vagues déferlantes en eau peu profonde (murs d'eau qui se propagent) ne sont plus valables et il est difficile d'établir explicitement le critère de surf. Néanmoins, l'hypothèse d'une vitesse initiale minimale semble raisonnable. On observe que les surfeurs qui attendent les vagues, assis sur leur planche avant le point de déferlement, ne sont pas capturés au passage des vagues. Pour attraper la vague, le surfeur doit absolument ramer : il nage sur sa planche vers la plage à l'approche de la vague. Il est fréquent d'assister à des faux départs de surfeurs qui n'ont pas ramé suffisamment et qui ne sont pas entraînés par la vague. D'ailleurs, pour les vagues les plus rapides (vagues de grande période et/ou de grande amplitude), la vitesse initiale minimale peut même ne pas être accessible au surfeur en ramant. Les vagues géantes (vagues creuses d'une hauteur typique de plus de 15 mètres) sont les nouvelles vagues surfées avec l'invention du départ en *tow-in* : le surfeur en position debout sur sa planche, est tracté généralement par un jetski, pour atteindre la vitesse initiale qui lui permet de surfer la vague géante (figure 2.27) [117].

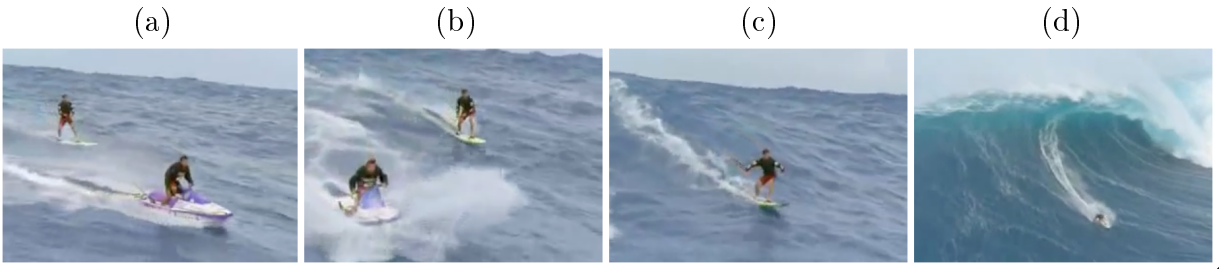


FIGURE 2.27 – *Towing-in*. Les différentes étapes d'un départ en surf tracté [12]. (a) Le surfeur est debout sur sa planche, tracté par un jetski. (b) Il lâche le câble, le jetski sort de la vague. (c) Il surfe la vague. (d) Cette pratique permet de surfer des vagues géantes (typiquement de plus de 15 m de haut).

Conclusion

On a cherché à déterminer quels étaient les paramètres des vagues, des planches et éventuellement des conditions initiales entre la vague et la planche qui conditionnent le surf.

Dans le cas des vagues déferlantes en eau peu profonde, on a trouvé un critère de capture sur la longueur des planches qui est en corrélation avec nos observations de la capture de planches de surf par la mousse (conclusion de la partie 2.1). Dans le cas des vagues non-déferlantes en eau profonde, on a montré que la capture des planches par la vague était seulement possible avec une vitesse initiale minimale qui est quasiment la vitesse de la vague dans le cas de la houle qui ne peut donc pas être surfée. (conclusion de la partie 2.2). On a alors vu comment une bathymétrie progressive pouvait étendre la zone de surf : les planches qui surfent sans vitesse initiale des vagues déferlantes en eau peu profonde surfent aussi sans vitesse initiale des vagues non-déferlantes en eau peu profonde. Autrement dit, la zone de surf des planches correspond à la zone de levée des vagues ce qui est en bonne adéquation avec nos observations de la pratique du surf tout le long du déferlement des vagues et donc en particulier de la capture du surfeur par les vagues à leur point de déferlement (conclusion de la partie 2.3).

Pour finir, on peut remarquer que le choix de la planche de surf n'est pas toujours optimal pour permettre la capture du surfeur par les vagues. Par exemple, il ne semble pas que le *longboard* soit conseillé aux débutants qui surfent la mousse en raison d'une éventuelle facilité à être capturé par la vague (comme le critère de surf dans la mousse est vérifié pour les *longboards* comme pour les *shortoards*). De même, comme la gamme de longueur des planches modifient finalement assez peu la vitesse initiale minimale du critère de surf, il est difficile d'expliquer seulement avec le critère de capture, le choix de la *fish* ou de l'*évolutive/hybride* par les surfeurs initiés puis des *shortboards* par les surfeurs confirmés et un retour à des planches plus longues que sont les *guns* pour les surfeurs expérimentés qui s'attaquent aux vagues les plus grosses.

L'un des critères importants dans le choix d'une planche de surf est aussi la stabilité. La question de l'équilibre des surfeurs est discutée dans chapitre suivant.

Chapitre 3

Stabilité des surfeurs

(a) (b)

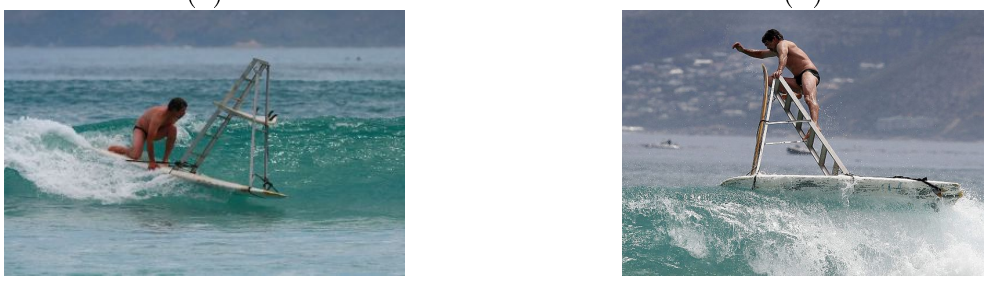


FIGURE 3.1 – Le surfeur Michael Grendon et sa "Ladderboard", lors du festival de surf insolite de Kommetjie, à Cape Town en Afrique du Sud, en novembre 2011. (a) Surf en équilibre en bas de l'échelle. (b) Perte d'équilibre en haut de l'échelle. [45]

Sommaire

Surf et équilibre **63**
La stabilité des surfeurs en laboratoire **66**
3.1 Limite statique **67**
3.1.1 Hauteur de chute 68
3.1.2 Mise en équation 69
3.1.3 Couple de rappel statique 69
3.1.4 Equilibre statique 71
3.1.5 Conclusion en statique 71
3.2 En dynamique **73**
3.2.1 Stabilisation par la vitesse 73
3.2.2 Vitesse de stabilisation 74
3.2.3 Couple de rappel dynamique 76
3.2.4 Equilibre dynamique 77
3.2.5 Conclusion en dynamique 77
Le Tao du Surf **78**

en collaboration avec Marc de Gennes

Surf et équilibre

Le sens de l'équilibre est essentiel pour les surfeurs. Il leur permet de rester debout sur leur planche quand ils surfent. A l'opposé, la perte d'équilibre correspond à leur chute dans l'eau (qui peut avoir avoir des conséquences dramatiques [86]).

Influence des dimensions de la planche

Le niveau du surfeur détermine principalement le type de vagues et le style pratiqué et donc la planche à choisir. On constate qu'on conseille les *longboards* (qui peuvent mesurer jusqu'à 3.50 m de long) aux surfeurs débutants tandis que les surfeurs initiés et confirmés choisissent des planches plus courtes jusqu'aux *shortboards* (dont la longueur minimale est de l'ordre d' 1.50 m). Ainsi, le surfeur pratique généralement sur des planches de plus en plus courtes lors de sa progression. On peut supposer que les dimensions des planches de surf interviennent dans la question de la stabilité des objets flottants. En particulier, on cherche donc à expliquer pourquoi les planches de surf les plus longues sont les plus stables.

Influence de la position du surfeur sur la planche

Une des premières étapes dans la pratique du surf est le *taking-off* : le surfeur se lève sur sa planche (figure 3.2). Le surfeur passe rapidement (moins de 2 secondes) de la position allongée à la position debout.

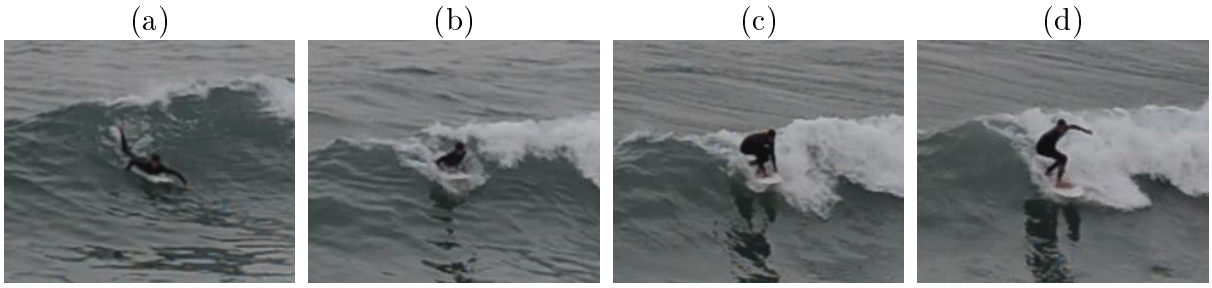


FIGURE 3.2 – *Taking-off* : le surfeur se lève sur sa planche. (a) Le surfeur est en position ventrale sur sa planche, (b) il soulève le buste en appui sur les bras, (c) il ramène les pieds sur la planche et (d) et se relève complètement.

La chute lors de cette étape délicate est très fréquente. On s'intéresse donc à l'influence de la position du centre de gravité des objets flottants sur la stabilité des objets flottants.

Sports dérivés du surf

Il existe de nombreux sports pratiqués sur une planche dans les vagues, comme entre autres : le bodyboard, le kneeboard, le wave-ski ou le stand up paddle (figure 3.3) [117].

On se restreint ici aux disciplines qui se pratiquent dans les vagues côtières déferlantes (pas en pleine mer comme le *paddleboard*, pas sur des vagues de rivière comme le *riverboarding* ou sur des vagues de sillage de bateaux comme le *wake surf*) sur des planches (et pas sans planche comme le *bodysurf*) dépourvues d'équipements permettant un autre moyen de propulsion (telle qu'une voile pour le *wind surf wave* ou un cerf-volant pour le *kite surf wave*) et telles que le but est de se faire entraîner par la vague (pas simplement d'utiliser sa forme pour faire des figures par exemple comme le *skimboard*).

(a)

(b)

(c)

(d)

FIGURE 3.3 – Sports dérivés du surf : (a) bodyboard, (b) kneeboard, (c) wave-ski et (d) stand up paddle.

Spécificités de leur pratique

Le bodyboard est pratiqué sur une planche particulièrement courte, le plus souvent en position allongée sur le ventre, équipé d'une paire de palmes (figure 3.3 (a)).

Le kneeboard est, comme son nom l'indique, pratiqué à genoux, sanglé à la planche (les deux genoux étant placés dans une mousse préformée sur le dessus de la planche) (figure 3.3 (b)).

Le wave-ski est un sport intermédiaire entre le surf et le kayak : il est pratiqué assis, muni d'une pagaie double (comme pour le kayak) sur une planche (comme pour le surf). La planche est particulièrement épaisse et présente une assise, munie d'une ceinture, et des cale-pieds (figure 3.3 (c)).

Le stand up paddle est pratiqué en restant toujours debout sur une planche particulièrement longue. Une pagaie simple sert de rame et de point de pivot au surfeur. (figure 3.3 (d))

Ces sports dérivés du surf ont la particularité de se pratiquer dans des positions différentes (et sans changement de position) : en position allongée à plat-ventre (pour le bodyboard), à genoux (pour le kneeboard), assise (pour le wave-ski) ou debout (pour le stand up paddle).

Dimensions des planches

La longueur et la largeur des planches spécifiques au bodyboard, au kneeboard, au wave-ski et au stand up paddle sont présentées dans le tableau de la figure 3.4.

Si les longueurs des planches sont très différentes (la gamme est encore plus étendue que pour les planches de surf), on remarque que la largeur des planches est comparable (même si elle est souvent un peu plus importante que les largeurs des planches de surf).

Sports dérivés du surf	L (m)	l (cm)	e (cm)	Position du surfeur sur la planche
(a) Bodyboard	1-1.10	60	4-7	Allongé
(b) Kneeboard	1.30-1.50	50-60	5-10	A genoux
(c) Wave-ski	2.15-2.60	50-65	10-15	Assis
(d) Stand up paddle	2.70-3.60 ($\rightarrow \approx 4.50$)	$\rightarrow 75$	10-15	Debout

FIGURE 3.4 – Tableau présentant la longueur L (en m), la largeur l (en cm) et l'épaisseur e (en cm) des planches de sports dérivés du surf en relation avec la position du surfeur sur la planche.

Pour ces disciplines issues et très proches du surf, on constate une corrélation entre la position du surfeur et la taille de la planche. En effet, plus la position du surfeur est "élevée" (d'allongé à debout), plus les dimensions de la planche sont importantes (en particulier la longueur qui varie d' 1 m à 4.50 m !).

Citius, Altius, Fortius [49]

On constate qu'il est très difficile de se lever sur une planche de surf posée sur l'eau quand on est à l'arrêt (à l'exception de la planche du stand up paddle). Pourtant, le surfeur parvient à se lever quand il est poussé par la vague. Le surfeur expérimenté effectue même des figures (en *shortboard*) ou des poses (en *longboard*) dans les vagues debout sur sa planche.

Si Albert Einstein a affirmé *"La vie, c'est comme une bicyclette, il faut avancer pour ne pas perdre l'équilibre"* [63], on peut se demander s'il en va de même pour le surf.

La stabilité des surfeurs en laboratoire

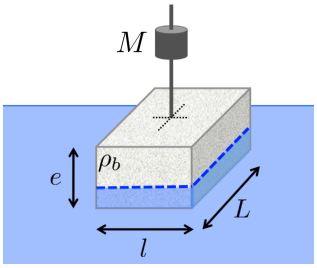
Les blocs de balsa vernis, utilisés dans le Chapitre 2, sont remplacés par des blocs de polystyrène expansé (de masse volumique $\rho_b = 30$ kg.m^{-3}), toujours parallélépipédiques et de dimensions centimétriques (qui sont modifiées indépendamment les unes des autres) : la longueur L, la largeur l et l'épaisseur e et telles que $L > l > e$. On note V le volume des blocs, $V = Lle$. Les blocs sont déposés à la surface d'un bain d'eau liquide.

On ajoute aux blocs une tige verticale, rigide et légère, sur laquelle coulisse une masselotte dense de masse M. On garantie expérimentalement que la masse totale du système est concentrée dans la masselotte ($M > \rho_b V$). Ainsi, le centre de gravité du système est quasiment au centre de la masselotte.

La gamme des paramètres expérimentaux est présentée dans le tableau de la figure 3.5.

On étudie la stabilité d'objets flottants en fonction de leurs dimensions et de la position de leur centre de gravité dans deux cas : au repos (partie 3.1) ou tractés à la surface (partie 3.2).

(a)



(b)

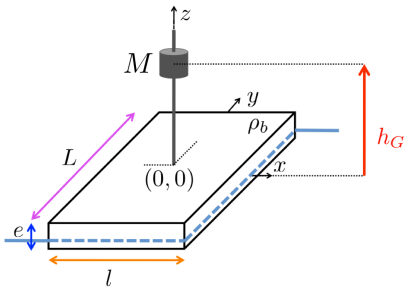
Paramètres expérimentaux	
L (cm)	6 - 23
l (cm)	3.5 - 8
e (cm)	0.8 - 4.2
ρ_b (kg.m^{-3})	30
M (g)	$10 - 80$

FIGURE 3.5 – (a) Schéma de la planche chargée à la surface de l'eau. (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux. L,l et e sont la longueur, la largeur et l'épaisseur des blocs de polystyrène. ρ_b est la masse volumique du polystyrène expansé, M est la masse de la masselotte.

3.1 Limite statique

On étudie d'abord la stabilité des corps flottants en statique : les planches chargées sont au repos à la surface de l'eau. On fixe la position du centre de gravité dans le plan horizontal au centre de la surface du bloc ($x_G = 0$, $y_G = 0$) (figure 3.6 (a)) et l'on s'intéresse à l'angle de roulis θ (figure 3.6 (b)).

(a)



(b)

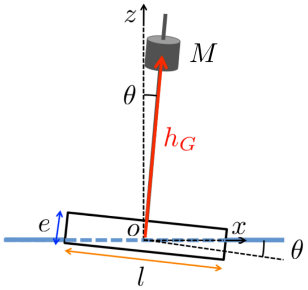
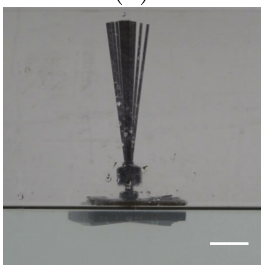


FIGURE 3.6 – (a) Schéma des planches chargées utilisées pour l'étude de la stabilité en statique. (b) θ est l'angle de roulis.

L'influence de la hauteur du centre de gravité h_G sur la stabilité de ces "surfeurs" est présentée sur la figure 3.7.

(a)



(b)

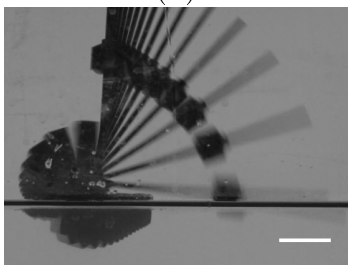


FIGURE 3.7 – Superpositions d'images pour une planche de dimensions $L = 18.5$ cm, $l = 6.5$ cm et $e = 1.5$ cm. Le pas de temps entre deux images est de 1/30 s, l'échelle représente 3 cm. La vitesse est nulle (limite statique). La hauteur de chute statique est $h_G^* = 5$ cm. (a) $h_G = 2$ cm$< h_G^*$. Le surfeur retrouve son équilibre : le système est stable. (b) $h_G = 8.5$ cm$< h_G^*$. Le surfeur perd l'équilibre : le système est instable.

Soumis à une perturbation, on observe deux situations. Soit le surfeur retrouve son équilibre (l'angle de roulis revient à 0°) : l'équilibre est stable. Soit, le surfeur se renverse (l'angle de roulis dépasse 90°), l'équilibre est instable.

Il existe une hauteur du centre de gravité critique h_G^*, appelée hauteur de chute statique, au-delà de laquelle le surfeur perd l'équilibre.

3.1.1 Hauteur de chute

La hauteur de chute statique h_G^* est illustrée pour différentes planches sur la figure 3.8 et ses variations en fonction des dimensions sont présentées sur la figure 3.9.

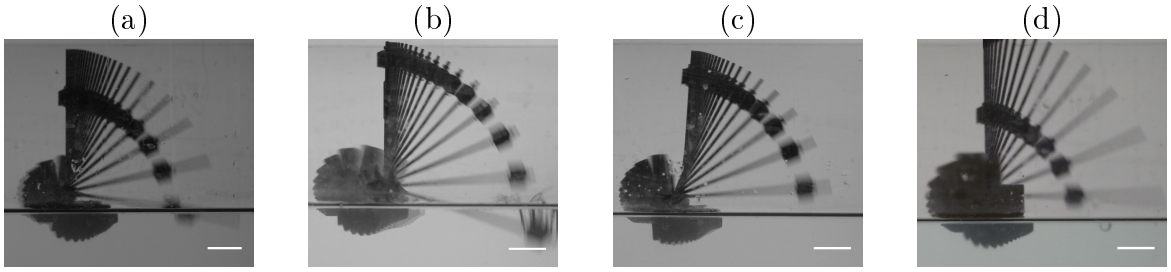


FIGURE 3.8 – Superpositions d'images pour différentes planches telles que leur masselotte est à la hauteur de chute statique $h_G = h_G^*$. Le pas de temps entre deux images est de 1/30 s, l'échelle représente 3 cm. La vitesse est nulle (limite statique). Les dimensions des planches sont (a) $L = 18.5$ cm, $l = 6.5$ cm et $e = 1.5$ cm, (b) $L = 24.0$ cm, $l = 6.5$ cm et $e = 1.5$ cm, (c) $L = 18.5$ cm, $l = 7.3$ cm et $e = 1.5$ cm et (d) $L = 18.5$ cm, $l = 6.5$ cm et $e = 4$ cm.

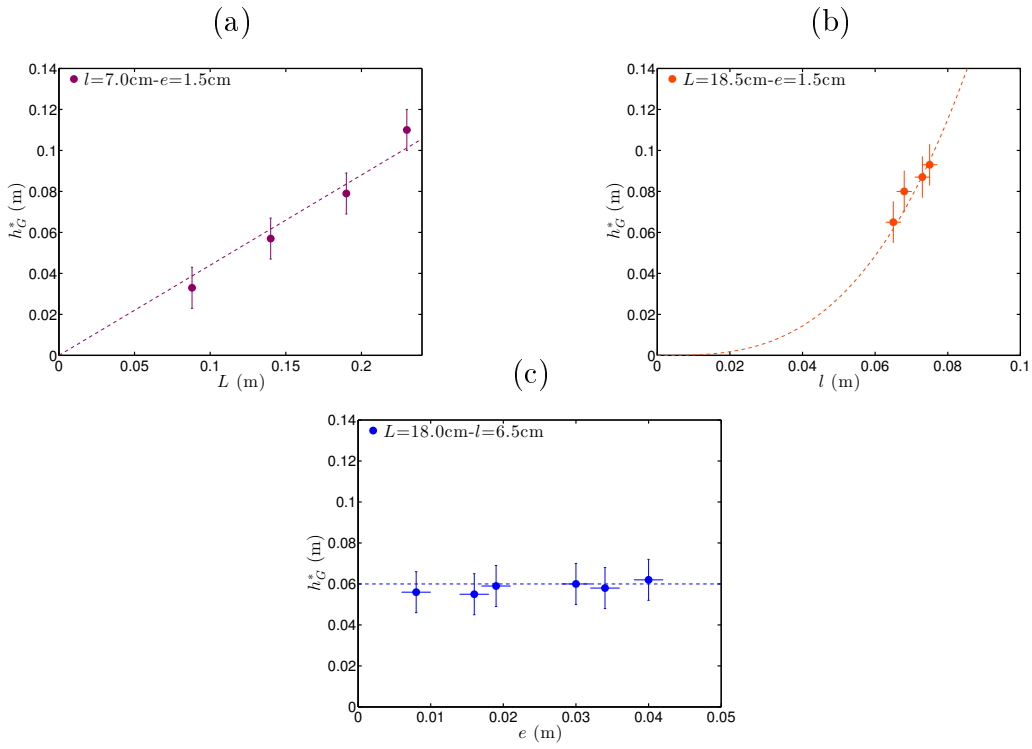


FIGURE 3.9 – Hauteur de chute statique h_G^* (en m) en fonction des dimensions des planches. (a) en fonction de la longueur de la planche L (en m), (b) en fonction de la largeur de la planche l (en m) et (c) en fonction de l'épaisseur de la planche e (en m).

La hauteur de chute statique augmente avec la longueur des planches (par comparaison entre les figures 3.8 (a) et 3.8 (b), et d'après la figure 3.9 (a)) et la largeur des planches (figures 3.8 (a) et 3.8 (c), et figure 3.9 (b)) mais ne semble pas dépendre de l'épaisseur des planches (figures 3.8 (a) et 3.8 (d), et figure 3.9 (c)).

3.1.2 Mise en équation

L'équation des moments des forces qui s'exercent sur l'objet flottant est donné par le théorème du moment cinétique appliqué en au point fixe de roulis O et projeté sur l'axe de roulis $[Oy)$:

$$J\ddot{\theta} = \Gamma^o_{\overrightarrow{P}} - \Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}}$$

avec

- J le moment d'inertie de la planche chargée
- $\Gamma^o_{\overrightarrow{P}} = Mg\sin\theta h_G$ le couple du poids
- et $\Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}}$, le couple de rappel dû à la poussée d'Archimède exercée par le fluide sur la planche :

$\Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}} = \int_{M\in S_i} \overrightarrow{OM} \wedge P(M)\,\overrightarrow{\mathrm{d}S(M)}$, avec S_i la surface immergée, $P(M)$ la pression du fluide au point M et $\overrightarrow{\mathrm{d}S(M)}$ la surface élémentaire au point M dont le vecteur élémentaire est dirigé vers l'extérieur de l'objet, d'où, dans le cadre de nos hypothèses,

$$\Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}} \approx \rho g \frac{Ll^3}{12}\sin\theta$$

Le couple du poids est donc le couple déstabilisant tandis que le couple de la poussée d'Archimède joue le rôle de couple de rappel.

3.1.3 Couple de rappel statique

On s'intéresse à l'angle de roulis à l'équilibre θ_{eq} (autrement dit de l'angle de gîte) en fonction de la position du centre de gravité quand la masselotte M est déposée à la surface de la planche telle que $y_G = 0$ et x_G varie (figure 3.10).

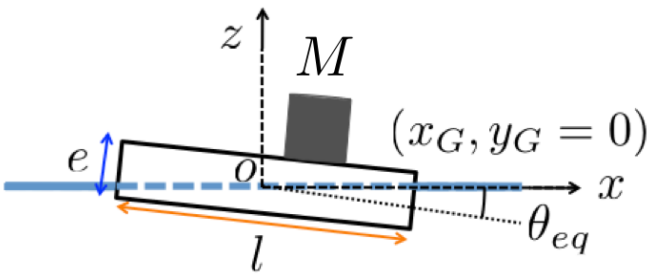


FIGURE 3.10 – Schéma des planches chargées utilisées pour l'étude du couple de rappel statique. θ_{eq} est l'angle de roulis à l'équilibre.

L'angle de roulis à l'équilibre θ_{eq} en fonction de la position de la masse selon la largeur de la planche x_G est présenté pour plusieurs planches sur la figure 3.11.

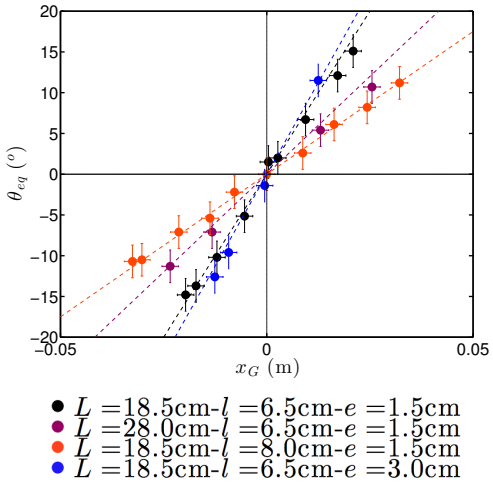


FIGURE 3.11 – Angle de roulis à l'équilibre θ_{eq} (en °) en fonction de la position de la masse selon la largeur x_G (en m) pour différentes planches.

La relation entre l'angle de roulis et la position de la masse pour les différentes planches est linéaire. On peut extraire la constante de raideur $\kappa = \theta_{eq}/x_G$ (pente) pour les différentes planches. On observe que la constante de raideur du système augmente avec la longueur et la largeur de la planche, mais varie très peu avec l'épaisseur de la planche.

L'équilibre des moments (projetés sur l'axe de roulis $[Oy)$) de ce système devient : $\Gamma^o_{\overrightarrow{P}} = \Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}}$ avec

— $\Gamma^o_{\overrightarrow{P}} = Mgx_G \cos\theta_{eq} \approx Mgx_G$ (dans la limite de faible gîte), le couple du poids

— et $\Gamma^o_{\overrightarrow{\Pi_A}} = \rho g \frac{Ll^3}{12} \sin\theta_{eq} \approx \rho g \frac{Ll^3}{12}\theta_{eq}$ (dans la limite de faible gîte), le couple de rappel dû à la poussée d'Archimède.

Alors la constante de raideur est :

$$\kappa = \frac{\theta_{eq}}{x_G} \approx \frac{M}{\rho}\frac{12}{Ll^3}$$

La constante de raideur expérimentale (normalisée par la largeur des planches) en fonction de l'expression théorique est présentée sur la figure 3.12.

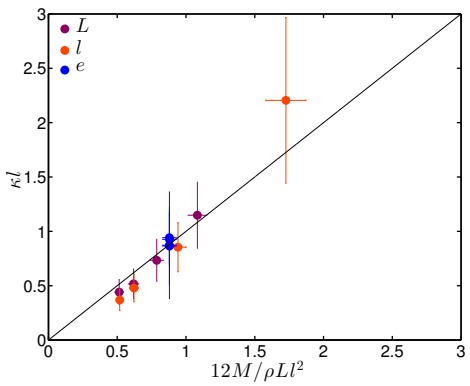


FIGURE 3.12 – Constante de raideur (normalisée par la largeur des planches) κl en fonction du produit $\frac{12M}{\rho Ll^2}$ (sans dimension). La pente de la fonction linéaire vaut 1.

La relation entre κl et $\frac{12M}{\rho L l^2}$ est bien linéaire, de pente 1, pour l'ensemble des mesures de constantes de raideur pour les différentes planches.

Ainsi, on a vérifié expérimentalement l'expression du couple de rappel dû à la poussée d'Archimède exercée par l'eau sur les planches.

3.1.4 Equilibre statique

Ainsi, l'équilibre des moments qui s'exercent sur l'objet flottant quand la masselotte est à la hauteur de chute statique h_G^* donne :

$$h_G^* \approx \frac{\rho}{M}\frac{Ll^3}{12}$$

La variation de la hauteur de chute h_G^* en fonction de l'expression théorique est présentée sur la figure 3.13.

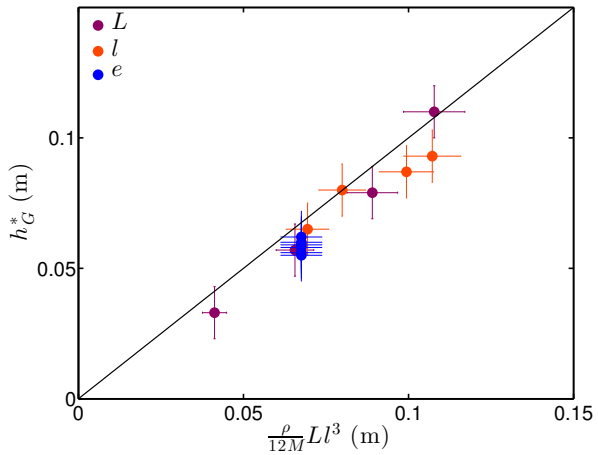


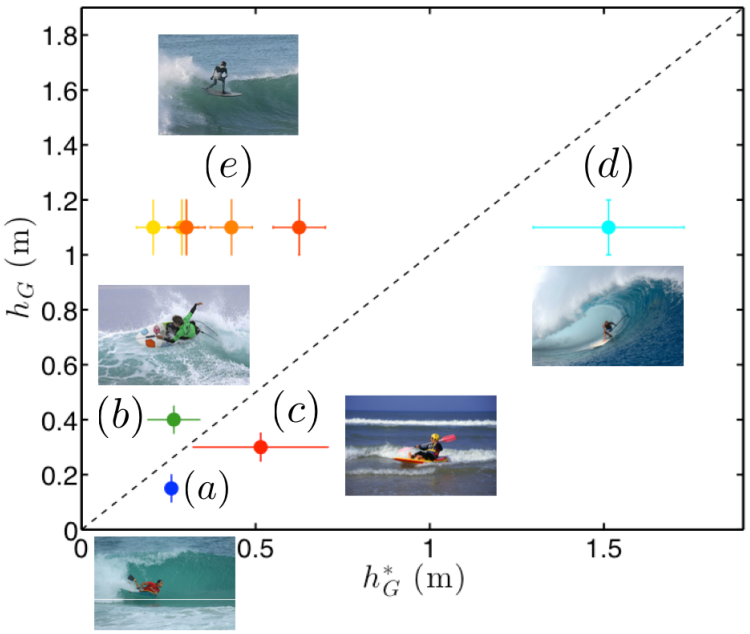
FIGURE 3.13 – Hauteur de chute h_G^* (en m) en fonction du produit $\frac{\rho}{12M}Ll^3$ (en m) pour les différentes planches. La pente de la fonction linéaire vaut 1.

Ainsi, la hauteur de chute statique dans nos expériences est bien de la forme $h_G^* \approx \frac{\rho}{M}\frac{Ll^3}{12}$.

3.1.5 Conclusion en statique

On retrouve la corrélation constatée entre la position du surfeur et les dimensions de la planche utilisée. En effet, plus la position de pratique est "élevée" (d'allongé pour le body-board à debout pour le stand up paddle), plus les dimensions des planches, en particulier la longueur, doivent être importantes pour garantir l'équilibre du surfeur à l'arrêt. Devant la grande sensibilité de la stabilité avec la largeur des objets flottants, on comprend aussi pourquoi il suffit de très faibles variations de la largeur des planches ($l \approx 50 - 65$ cm) pour améliorer la stabilité.

La classification des différents sports en fonction de la hauteur de chute statique h_G^* et de la hauteur du centre de gravité h_G du surfeur dans la position de pratique est présentée sur la figure 3.14.



Sports	Position du surfeur	h_G (cm)	$\pm$	h_G^* (cm)
(a) Bodyboard	Allongé	15 ± 5	$<$	≈ 25
(b) Kneeboard	A genoux	40 ± 5	$>$	≈ 25
(c) Wave-ski	Assis	30 ± 5	$<$	≈ 50
(d) Stand up paddle	Debout	110 ± 10	$<$	≈ 150
(e) Surf	Debout	110 ± 10	$>$	$\approx 20 - 60$

FIGURE 3.14 – Classification des planches de surf et des sports dérivés en fonction de la hauteur de chute statique h_G^* (en m) et de la hauteur du centre de gravité h_G (en m) du surfeur dans la position de pratique : (a) bodyboard, (b) kneeboard, (c) wave-ski, (d) stand up paddle et (e) surf, du *shortboard* au *longboard*. On considère un surfeur de masse $M = 75$ kg et la masse volumique de l'eau de mer est $\rho' \approx 1025$ kg.m^{-3}.

Les ordres de grandeur des hauteurs de chute statiques pour le bodyboard, le wave-ski et le stand up paddle sont supérieures à la hauteur du centre de gravité du surfeur dans la position de pratique associée : $h_G^* > h_G$. Autrement dit, déjà à l'arrêt, le surfeur est en l'équilibre sur ces planches. La hauteur de chute statique pour le kneeboard est légèrement inférieure à la hauteur du centre de gravité du surfeur à genoux sur sa planche : $h_G^* < h_G$. En effet, à l'arrêt, le kneeboarder qui doit se baisser pour ramer n'est pas exactement dans la position de pratique. Finalement, en ce qui concerne les sports dérivés du surf, les planches sont de dimensions suffisantes pour permettre de surfer en restant toujours dans la même position.

Par contre, les ordres de grandeur de la hauteur de chute statique pour les planches de surf (qui vont de $h_G^* \approx 20$ cm pour les *shortboards* à $h_G^* \approx 60$ cm pour les *longboards*) sont largement inférieurs à la hauteur caractéristique du centre de gravité d'un homme debout ($h_G = 110$ cm). Le surf est en effet classé parmi les sports qui se pratiquent debout. Mais, on a constaté qu'il était difficile de se tenir debout sur une planche de surf à l'arrêt. Le surfeur ne se lève sur sa planche que dans l'étape du *taking-off*. Or elle suit l'étape du *paddling* dans laquelle le surfeur en ramant a pris de la vitesse.

3.2 En dynamique

Pour étudier l'influence de la vitesse sur la stabilité des objets flottants, on utilise un système motorisé qui tracte les planches chargées via un câble inextensible à la vitesse U (figure 3.15).

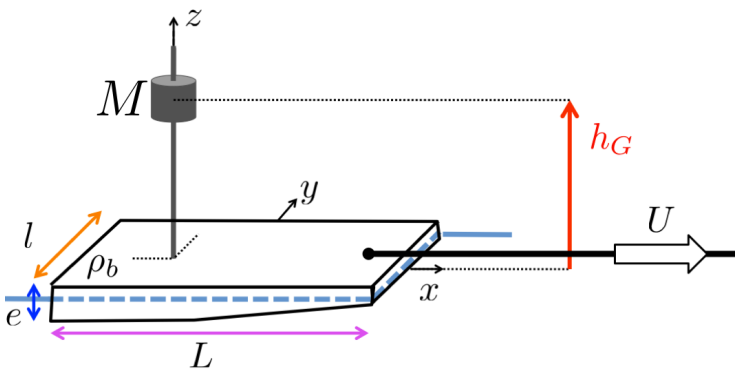


FIGURE 3.15 – Schéma d'une planche chargée tractée à la surface de l'eau. U est la vitesse de traction. Les planches sont "évidées" à l'avant pour limiter la vague d'étrave. Les coordonnées (x_G, y_G) sont choisies pour garantir l'horizontalité de la surface principale de la planche.

La gamme des vitesses de traction accessible expérimentalement est $U = 0 - 3$ m/s. La vitesse est constante sur une distance de l'ordre de 2.50 m (la distance de traction des planches est naturellement limitée à la longueur de la cuve).

3.2.1 Stabilisation par la vitesse

L'influence de la vitesse de traction sur la stabilité des objets flottants est présentée sur la figure 3.16.

On observe que la distance parcourue par la planche avant de se renverser est plus importante dans le cas des grandes vitesses de traction (figures 3.16 (a), (b) et (c)). La distance parcourue par la planche étant le produit de la vitesse de traction et du temps de chute, il convient de déterminer si l'augmentation de la distance parcourue par la planche avant de se renverser n'est pas seulement due à l'augmentation de la vitesse de traction (on entend par là que le temps de chute pourrait être indépendant de la vitesse alors qu'on observe bien une distance parcoure par la planche plus importante).

Ainsi, la mesure du temps de chute, noté t_c, nous permet d'apprécier l'influence de la vitesse sur la stabilité des objets flottants : $t_c(U = 0.2 \text{ m/s}) = 0.7 \text{ s} \approx t_c(U = 0.7 \text{ m/s}) = 0.8 < t_c(U = 1.2 \text{ m/s}) = 1.4$ s. Son évolution en fonction de la vitesse de traction est présentée sur la figure 3.16 (d). Pour les plus petites vitesses de traction, le temps de chute est constant. Il est de l'ordre du temps de chute statique $t_c \approx t_c(U = 0)$. Au-delà d'une vitesse critique, notée U_c, le temps de chute augmente significativement avec la vitesse de traction. On observe donc l'effet stabilisant de la vitesse sur l'équilibre dynamique des planches : U_c est appelée la vitesse de stabilisation.

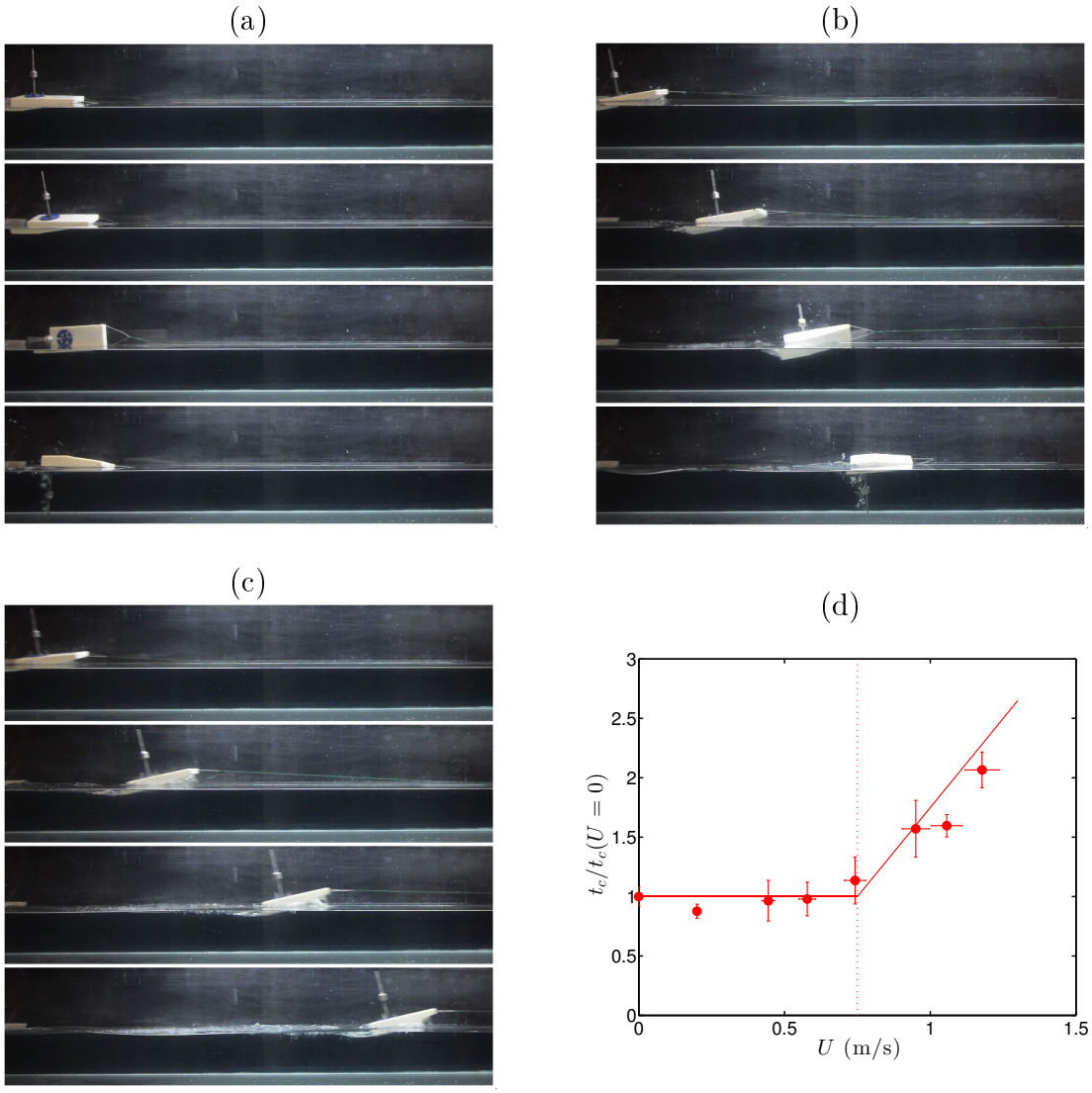


FIGURE 3.16 – Séquences d'images de la planche (de dimensions $L = 18$ cm, $l = 6.5$ cm et $e = 2.5$ cm, $M = 80$ g et dont la masselotte est à la hauteur de chute statique $h_G = 5.1$ cm$= h_G^*$) tractée à la vitesse (a) $U = 0.2$ m/s, (b) $U = 0.7$ m/s et (c) $U = 1.2$ m/s. Les temps de chute mesurés sont respectivement (a) $t_c = 0.7$ s, (b) $t_c = 0.8$ s et (c) $t_c = 1.4$ s. (d) Rapport du temps de chute sur le temps de chute statique $t_c/t_c(U = 0)$ en fonction de la vitesse de traction U (en m/s). En pointillé, la vitesse de stabilisation est $U_c = 0.7$ m/s.

3.2.2 Vitesse de stabilisation

Influence de la hauteur du centre de gravité

L'influence de la hauteur du centre de gravité h_G, sur la stabilité des objets flottants est présentée sur la figure 3.17.

La vitesse de stabilisation dépend de la hauteur de la masselotte : $U_c(h_G = h_G^*) < U_c(h_G > h_G^*)$. Autrement dit, plus la hauteur de la masselotte est grande, plus la vitesse de traction doit être importante pour stabiliser la planche chargée.

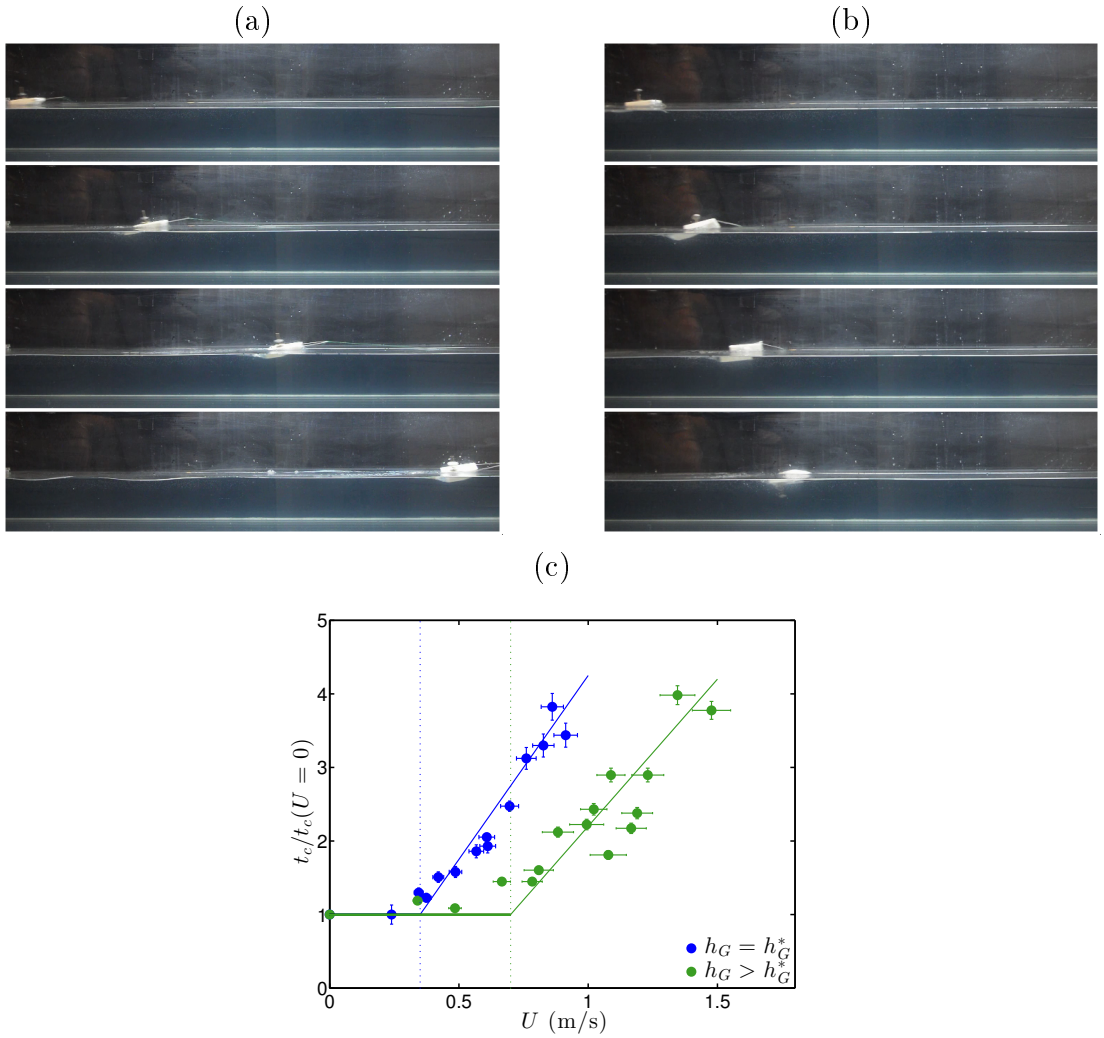


FIGURE 3.17 – Séquences d'images de la planche (de dimensions $L = 8$ cm, $l = 3.7$ cm et $e = 1.8$ cm, $M = 14$ g) tractée à la même vitesse $U = 0.8$ m/s. (a) La hauteur de la masselotte est la hauteur de chute statique : $h_G = 2.4$ cm $= h_G^*$. (b) La hauteur de la masselotte est $h_G = 3.5$ cm$> h_G^*$. Les temps de chute mesurés sont respectivement (a) $t_c = 1.6$ s (le surfeur ne se renverse pas sur toute la distance de traction) et (b) $t_c = 0.5$ s. (d) Rapport du temps de chute sur le temps de chute statique $t_c/t_c(U = 0)$ en fonction de la vitesse de traction U (en m/s) pour les deux positions de la masselotte. En pointillé, les vitesses de stabilisation sont respectivement $U_c(h_G = h_G^*) = 0.4$ m/s $U_c(h_G > h_G^*) = 0.7$ m/s.

Influence des dimensions de la planche

La variation du temps de chute t_c en fonction de la vitesse de traction U, pour des planches de différentes dimensions est présentée sur la figure 3.18.

La vitesse de stabilisation dépend des dimensions des planches : plus la planche est large ou longue, plus la vitesse nécessaire pour la stabiliser est faible.

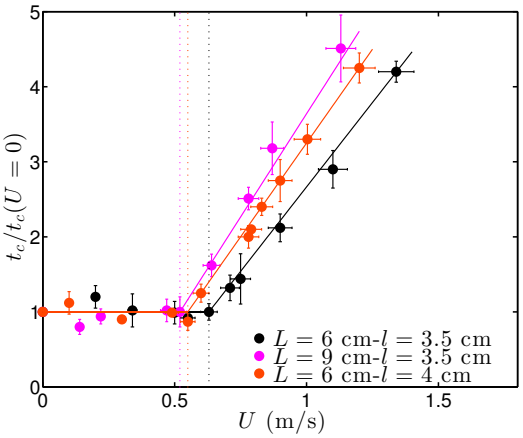


FIGURE 3.18 – Rapport du temps de chute sur le temps de chute statique $t_c/t_c(U=0)$ en fonction de la vitesse de traction U en m/s pour des planches de différentes dimensions. Les planches sont d'épaisseur $e = 2.5$ cm. La masselotte $M = 12$ g est à la hauteur $h_G = 3$ cm (donc $h_G > h_G^*$ pour chacune des planches). La longueur et la largeur des planches sont précisées dans la légende du graphe. En pointillé, les vitesses de stabilisation sont respectivement $U_{c1} \approx 0.63$ m/s (en noir), $U_{c2} \approx 0.52$ m/s (en rose) et $U_{c3} \approx 0.55$ m/s (en orange).

On a donc montré expérimentalement la dépendance de la vitesse de stabilisation avec la hauteur du centre de gravité et les dimensions des planches chargées. Dans le paragraphe suivant, on présente les résultats préliminaires de la modélisation du système en dynamique.

3.2.3 Couple de rappel dynamique

L'effet stabilisant de la vitesse sur les objets flottants met en évidence l'existence d'un couple de rappel dynamique. En effet, le couple déstabilisant est toujours le couple du poids ($\Gamma_{\overrightarrow{P}} \approx Mg\theta h_G$). Le couple de rappel statique, à savoir le couple de la poussée d'Archimède ($\Gamma_{\overrightarrow{\Pi_A}} \approx \rho g \frac{Ll^3}{12}\theta$), n'explique pas l'influence de la vitesse de traction sur la stabilité du système.

Les objets flottants sont tractés à la surface de l'eau au repos. Alors, dans leur référentiel, la vitesse d'écoulement de l'eau est la vitesse de traction U. Les planches chargées subissent un couple dû à la pression inertielle $P = \frac{1}{2}\rho U^2$ qui s'exerce sur la surface principale de l'ordre de $S_P \sim lL$ avec un bras de levier qui tient compte d'inclinaison de la planche $l_P \sim l\Theta$. Autrement dit, le couple de rappel dynamique est de la forme :

$$\Gamma_U \sim \rho U^2 l^2 L\theta$$

Alors si le couple déstabilisant est toujours le couple du poids, la stabilisation des objets flottants tractés à la surface de l'eau est permise par le couple de rappel statique (dû à la poussée d'Archimède) et le couple de rappel dynamique (dû à la pression inertielle). On néglige d'abord le couple de rappel statique devant le couple de rappel dynamique ($\Gamma_{\overrightarrow{\Pi_A}} \ll \Gamma_U$). Alors l'équilibre des moments qui s'exercent sur l'objet flottant tracté (donc dont la vitesse est la vitesse de stabilisation U_c) donne :

$$U_c^2 \sim \frac{g}{\rho}\frac{Mh_G}{l^2 L}$$

On trouve donc notamment que la vitesse de stabilisation augmente quand la hauteur du centre de gravité augmente et diminue quand la largeur et la longueur des planches augmentent. Cela rejoint nos observations expérimentales (respectivement figure 3.17 et figure 3.18).

3.2.4 Equilibre dynamique

Les vitesses de stabilisation mesurées en fonction de l'expression théorique sont présentées sur la figure 3.19.

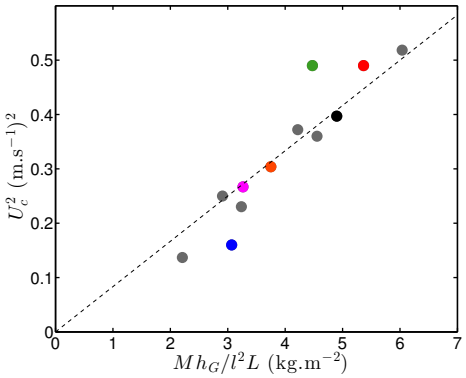


FIGURE 3.19 – Vitesse de stabilisation au carré U_c^2 en (m.s^{-1})^2 en fonction de $\frac{Mh_G}{l^2L}$ en kg.m^{-2}. Les points en couleur correspondent aux résultats des expériences présentées dans la figure 3.16 (en rouge), la figure 3.17 (en bleu et en vert) et la figure 3.18 (en noir, rose et orange).

Nous avons proposé une modélisation du couple de rappel dynamique qui rend bien compte des dépendances de la vitesse de stabilisation avec les différents paramètres mais qui repose sur des hypothèses très restrictives. En effet, on a considéré que le couple de rappel dynamique était prépondérant sur le couple de rappel statique ($\Gamma_U \gg \Gamma_{\overrightarrow{\Pi_A}}$). Cette hypothèse est valable pour des vitesses de traction suffisantes et des planches de petites longueurs (elle est équivalente à $U^2 \gg gL$). Mais, cette condition n'est pas toujours vérifiée dans nos expériences (en particulier pour les expériences avec les planches de plus grandes dimensions telles que celle dont les résultats sont présentés dans la figure 3.16 (en rouge) pour laquelle $\Gamma_U/\Gamma_{\overrightarrow{\Pi_A}} \sim U_c^2/gL \approx 0.3$). Il convient de mettre en place une investigation plus complète des dépendances avec les différents paramètres expérimentaux pour identifier précisément le couple de rappel dynamique.

3.2.5 Conclusion en dynamique

Finalement, dans nos expériences, on a mis en évidence l'effet stabilisant de la vitesse sur les objets flottants instables au repos. On peut expliquer par là pourquoi, s'il est difficile de se tenir debout sur une planche de surf à l'arrêt, il est possible pour le surfeur de se ternir debout sur sa planche lors de la pratique du surf : la vitesse relative entre la planche (qui correspond par définition au moins à la vitesse de la vague) et l'écoulement sous la planche (qui correspond à la vitesse des particules fluides, inférieure ou de l'ordre de la vitesse de la vague) permet de stabiliser le surfeur sur sa planche.

Nous avons aussi souligné l'influence des dimensions des planches sur la vitesse de stabilisation. En effet, on a montré que la vitesse nécessaire à la stabilisation du surfeur est moins importante si la planche est de grande dimension. En effet, le surfeur débutant sur le *longboard* est stabilisé plus tôt par la vitesse qu'il acquiert lors de l'étape de *paddling* : il doit donc moins ramer avant de pouvoir se lever, ce qui facilite l'étape de *taking-off* et donc la prise de la vague. C'est d'ailleurs pour la même raison que les surfeurs expérimentés préfèrent, dans les plus grosses vagues, revenir à des planches de plus grande dimension que les *shortboards* : les *guns*.

Nous avons finalement montré l'influence de la masse et de la position du centre de gravité sur la vitesse de stabilisation. En effet, la vitesse de stabilisation augmente avec la masse et la hauteur de centre de gravité du surfeur. On retrouve alors pourquoi il est plus facile pour les enfants que pour les adultes de se lever sur la planche : ils sont stabilisés avec une vitesse moins importante que les adultes en raison de leur taille et de leur poids moins importants.

Conclusion

Les résultats de ce chapitre sur la stabilité des objets flottants en statique (conclusion de la partie 3.1) et en dynamique (conclusion de la partie 3.2) expliquent la corrélation entre les positions de pratique des surfeurs et les dimensions des planches pour améliorer la stabilité des surfeurs.

On souligne à nouveau que la largeur typique des planches varie peu ($l \approx 50$ cm pour les planches de surf et $l \approx 50 - 65$ cm pour celles des sports dérivés). Elle est sans doute finalement un compromis entre les deux objectifs du surf : la stabilité (favorisée par les grandes largeurs de planche) et la manoeuvrabilité (par les plus petites largeurs).

Dans chacune de nos expériences, la position de la masselotte est fixée. Cette étude pourrait être développée vers un équilibre en mouvement. En effet, l'équilibre du surfeur sur sa planche est dynamique. La vague se propage (donc se déplace) et déferle (donc se déforme) et le surfeur doit donc s'adapter avec souplesse, fluidité et efficacité pour garder l'équilibre.

Autres surfs

Sommaire

Les surfs de rivière **79**
Surf sur un mascaret 79
Surf sur un ressaut hydraulique stationnaire 81
Les surfs sur vagues artificielles **82**
Vagues artificielles statiques 82
Vagues artificielles dynamiques 83
Equilibre dynamique **83**
Positions des surfeurs sur les vagues 83
Extension du modèle de Hayes 84

La pratique du surf de mer est géographiquement restreinte et aléatoire (selon les conditions de houle, de vent ou de marée). Aussi, il existe du surf de rivière (sur un mascaret et sur un ressaut hydraulique statique) et du surf sur vagues artificielles (statique et dynamique).

Les surfs de rivière

Surf sur un mascaret

Un mascaret correspond à une intumescence des eaux, provoquée par la marée montante, qui se propage dans l'embouchure puis éventuellement le cours inférieur de certains fleuves ou rivières (donc dans le sens opposé au courant fluvial, de l'aval vers l'amont). Il apparaît selon les conditions de marée (typiquement pour une amplitude de marée de plusieurs mètres), les conditions d'écoulement fluvial, ainsi que la bathymétrie et le confinement des estuaires [18].

Les mascarets les plus impressionnants sont observés : à l'embouchure du fleuve Qiantang en Chine (figure 1 (a)), de la rivière Severn au Royaume-Uni (figure 1 (b)), du fleuve Amazone au Brésil (mascaret Pororoca) (figure 1 (c)), de la rivière Petitcodiac au Canada (figure 1 (d)) ou encore de la Garonne en France (figure 1 (e)) [18].

Les mascarets sont surfés par des kayakistes, canoteurs, véliplanchistes et surfeurs expérimentés. Ils sont l'occasion de concours de distance de surf (exemples dans la légende de la figure 1).

(a) (b)

(c) (d) (e)

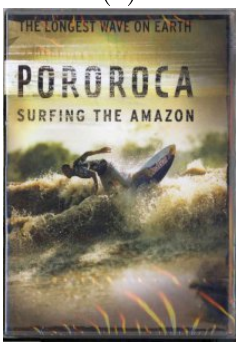


FIGURE 1 – Surf sur un mascaret. (a) "Le Dragon argenté" est le mascaret du fleuve Qiantang en Chine. Il mesure jusqu'à 9 m de haut et se propage à plus de 40 km/h. Il est l'occasion d'un festival annuel à l'automne [72]. (b) Le surf du mascaret de la rivière Severn au Royaume-Uni est l'un des mieux documenté [123]. Le record de la plus longue distance surfée debout sur ce mascaret est de 12.23 km (détenu par Steve King depuis 2006, validé par le *Guiness World Records* [41]). (c) *Pororoca Surfing the Amazon* est un reportage sorti en 2003 qui met à l'honneur quatre surfeurs : Carlos Burle, Ross Clarke-Jones, Eraldo Gueiros et Picuruta Salazar. Ce dernier surfeur détient depuis 2003 le record du plus long surf sur le Pororoca de l'Amazone au Brésil (environ 12.5 km). [117, 54] (d) Le record nord-américain est détenu par Colin Whitbread (à gauche) et J.J Wessels (à droite) ont surfé en 2013 le mascaret de la rivière Petitcodiac au Canada pendant plus de 2 h sur une distance de 29 km [88]. (e) En 2012, 77 stand up paddles, kayaks, shortboards et longboards ont surfé ensemble le mascaret de la Garonne [18].

A la différence des vagues côtières qui déferlent près du rivage (et offrent environ 10 secondes de surf), les mascarets peuvent se propager sur plusieurs kilomètres dans le cours de certains fleuves (et permettent aux plus expérimentés de surfer pendant plusieurs dizaines de minutes). Par contre, la périodicité des vagues côtières déferlantes (de l'ordre de la dizaine de secondes) contraste avec celle des mascarets (qui correspond à celle des marées soit 12h15).

La vitesse du fluide au passage du mascaret est dans le sens de la propagation du ressaut (et plus dans le sens du courant fluvial) mais reste inférieure à sa vitesse de propagation, d'après des mesures sur le terrain [19, 99] et en laboratoire [57, 69]. De plus, les surfeurs se placent où la pente est la plus importante pour prendre le mascaret : juste avant le rouleau de déferlement de crête [76]. L'entraînement du surfeur par le mascaret est toujours régi par le courant et la pente.

Surf sur un ressaut hydraulique stationnaire

Un ressaut hydraulique stationnaire correspond à une surélévation des eaux d'un fleuve ou d'une rivière localisée en aval d'un obstacle qui a provoqué une modification de la vitesse de l'écoulement [50, 59].

De nombreux ressauts hydrauliques stationnaires sont surfés [117, 100] : sur la rivière de l'Eisbach à Munich (figure 2 (a)), le fleuve Saint-Laurent dans la région de Montréal au Canada (figure 2 (b)), la rivière Snake à Jackson Hole dans le Wyoming aux États-Unis (ressaut Lunch Counter) (figure 2 (c)), ou encore la rivière Arkansas à Pueblo dans le Colorado aux États-Unis (ressaut artificiel) (figure 2 (d)).

FIGURE 2 – Surf sur un ressaut hydraulique statique [117, 100]. (a) Le berceau du surf sur ressaut hydraulique stationnaire est à Munich sur la rivière de l'Eisbach qui traverse l'Englischer Garten. (b) Habitat 67, dans la région de Montréal, est l'un des nombreux sites de pratique au Canada. De nombreuses écoles de rivière-surf se sont ouvertes dans la région de Montréal. (c) Le Lunch Counter est le ressaut de la rivière Snake à Jackson Hole, dans le Wyoming aux États-Unis. Il est pris d'assaut chaque été (à la période de fonte des neiges). (d) Le *wave park* sur la rivière Arkansas de Pueblo, dans le Colorado aux États-Unis, est un exemple de ressaut artificiel.

En laboratoire, un obstacle placé dans l'écoulement d'un canal hydraulique à surface libre peut créer un ressaut hydraulique stationnaire (figure 3 (a)). Déposées sur la vague statique, des gouttes d'oxygène liquide sont en Leidenfrost à la surface (Annexe D). Elles sont soit emportées par l'écoulement (régime de dérive), soit elles oscillent dans la pente de la vague (régime de surf) (figure 3 (b)). En effet, pour ces particules à faible frottement, leur poids peut compenser la force d'entraînement du courant. Les premières modélisations théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux préliminaires (figure 3 (b)).

L'influence des différents paramètres (vitesse de l'écoulement, pente du ressaut et volume des gouttes) doit être investiguée.

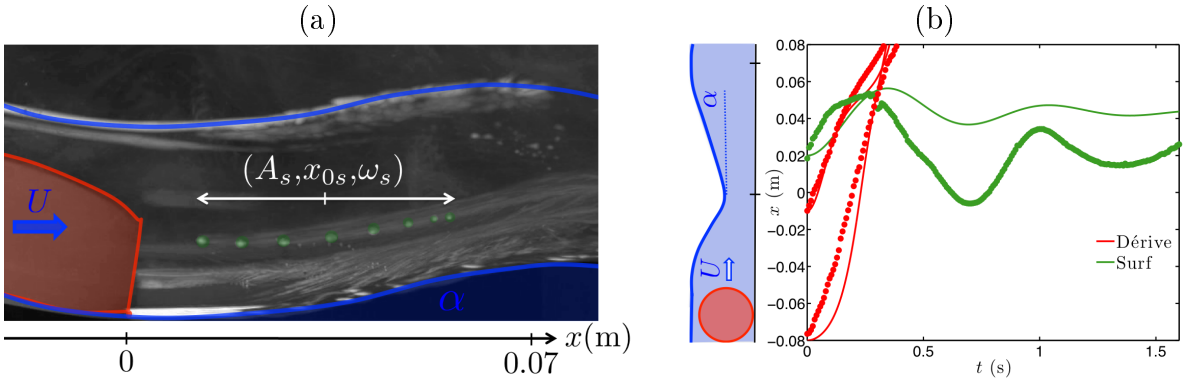


FIGURE 3 – Surf sur ressaut hydraulique stationnaire en laboratoire. (a) Superposition d'images du surf d'une goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost (en vert) à la surface d'un ressaut hydraulique stationnaire (en bleu) généré par un obstacle (en rouge) dans le canal hydraulique. U est la vitesse de l'écoulement et α est la pente du ressaut. Dans le régime de surf, la goutte présente un mouvement oscillant sur la pente de la vague (défini par une amplitude A_s, une position centrale x_{0s} et une pulsation ω_s). (b) Trajectoires de 3 gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost sur le ressaut hydraulique stationnaire. En fonction de leur position initiale sur la vague statique, elles sont emportées par l'écoulement (régime de dérive ; en rouge) ou restent dans la pente de la vague (régime de surf ; en vert). En pointillé, les résultats expérimentaux : en trait fin, les résultats des premières simulations numériques.

Les surfs sur vagues artificielles

Vagues artificielles statiques

Les vagues artificielles statiques sont créées par une faible épaisseur d'eau injectée sur une pente solide (du bas vers le haut) (figure 4).

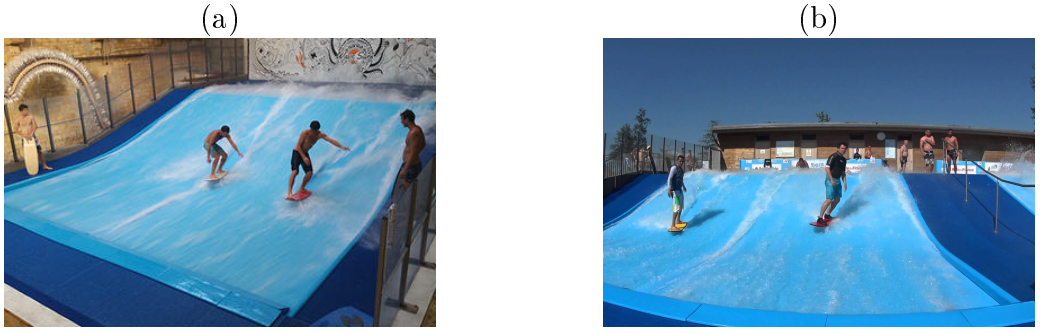


FIGURE 4 – Vagues artificielles statiques. (a) Le *Wave Surf Café*, qui a ouvert ses portes en juin 2015 à Bordeaux, est l'une des nombreuses vagues artificielles statiques intérieures [15]. (b) La Vague à surf de *l'île de loisirs de Cergy-Pontoise* propose depuis 2014 des vagues artificielles statiques d'extérieur [30].

Vagues artificielles dynamiques

Les vagues artificielles dynamiques sont des vagues d'eau qui se propagent le long d'un bassin. Il existe différentes technologies de vagues artificielles dynamiques (brevetées ou en cours de développement) (figure 5). Les piscines à vagues artificielles se développent tout autour du monde (par exemple, pour Paris, le projet *Waves in City* est prévu pour 2018 [62]).

(a) (b)

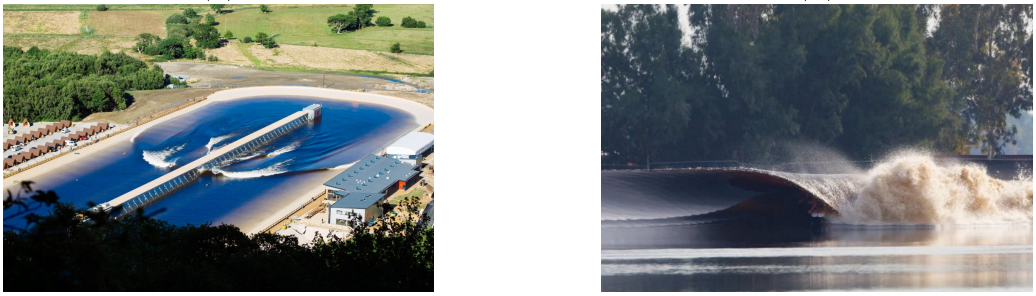


FIGURE 5 – Vagues artificielles dynamiques. (a) *Surf Snowdonia* (au Royaume-Uni) est le premier centre à vagues artificielles de la compagnie *Wavegarden*, ouvert au public depuis août 2015 [119]. (b) *Magic wave* (aux États-Unis) est la piscine à vagues artificielles de la *Kelly Slater Wave Company*, révélée en décembre 2015 [21].

Équilibre dynamique

Positions des surfeurs sur les vagues

Les surfeurs adoptent deux stratégies différentes pour rester dans la vague qu'ils surfent : soit en modifiant leur hauteur sur la vague après la capture (technique plutôt utilisées sur les mascarets, sur les ressauts hydrauliques stationnaires et sur les vagues artificielles statiques), soit en modifiant leur angle par rapport à la vague après la capture (technique plutôt utilisée sur les vagues côtières déferlantes et sur les vagues artificielles dynamiques). Les deux techniques sont présentées sur la figure 6.

(a) (b)

FIGURE 6 – (a) Sur un mascaret, les surfeurs se positionnent au bas de la vague pour profiter du surf sur toute la propagation du mascaret. (b) Sur une vague côtière déferlante, les surfeurs tournent dans la vague pour profiter du surf sur tout le déferlement de la vague. β est l'angle du surfeur par rapport à la crête de la vague dans le plan horizontal.

Autour du modèle de Hayes

Modèle de Hayes

Le modèle de Hayes décrit les forces qui s'exercent sur un dauphin à l'équilibre dans une vague de faible pente [53] (figure 7).

Dans le référentiel de la vague, le dauphin à l'équilibre est immobile dans la vague. Dans la limite des faibles pentes, il est soumis à un écoulement (dû à la vitesse relative de la vague et des particules fluides). Le sens du schéma est choisi pour une vague qui se propage de la gauche vers la droite dans le référentiel terrestre donc pour un écoulement de la droite vers la gauche dans le référentiel de la vague.

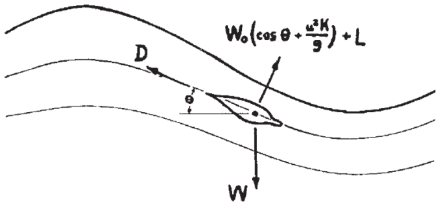


FIGURE 7 – Modèle de Hayes : bilan des forces volumiques lors du surf d'un dauphin à l'équilibre dans une vague de faible pente dans le référentiel de la vague. θ est l'angle de la vague. W est le poids du dauphin ramené à son volume. D et L sont respectivement les forces hydrodynamiques volumiques de trainée et de portance dues à l'écoulement. Le gradient de pression volumique est $W_0(\cos\theta + \frac{u^2K}{g})$ avec W_0 qui correspond au poids du fluide déplacé ramené au volume du dauphin $W_0 = \rho g$, u la vitesse des particules fluides dans la vagues et K la courbure de la vague. Schéma (en miroir) extrait de l'article de Hayes de 1953 [53].

Les forces volumiques qui s'exercent sur le dauphin sont donc :
- son poids : naturellement dans la direction verticale vers le bas,
- la trainée : colinéaire aux lignes de courant dans le sens de l'écoulement du fluide,
  la portance : orthogonale aux lignes de courant vers le haut.
  Ces deux forces hydrodynamiques sont induites par la partie de l'écoulement (du fluide autour du dauphin dans le référentiel de la vague) qui contient la vorticité.
- de type Archimède : due au gradient de pression avec la profondeur, donc alignée avec le gradient de pression (autrement dit orthogonale aux isobares vers le haut). Cette force est induite par la partie potentielle de l'écoulement (du fluide autour du dauphin dans le référentiel de la vague).

Dans le référentiel lié à la vague, l'écoulement est stationnaire et les lignes de courant sont confondues avec les isobares. On peut finalement rassembler ces forces à l'équilibre selon leur direction :
- le poids,
- les forces normales aux lignes de courant/isobares vers le haut,
- les forces colinéaires aux lignes de courant/isobares dans le même sens que l'écoulement dans le référentiel de la vague.

Elles sont respectivement notées $\vec{P}$, $\vec{N}$ et $\vec{T}$ dans la suite.

Extension du modèle de Hayes

On cherche à étendre le modèle de Hayes pour revenir sur l'entraînement du surfeur par la vague et discuter des positions d'équilibre du surfeur dans la vague.

Bilans des forces Nous avons établi les conditions de surf dans le Chapitre 2 : la force de la vague sur le surfeur lors de la capture est déduite de la variation d'impulsion du fluide et doit être suffisante pour permettre l'entraînement du surfeur à la vitesse de la vague. Cette force intervient donc seulement dans la phase de capture et est nulle à l'équilibre. On note $\vec{F}$ la composante de la force de la vague colinéaire aux lignes de courant dans le sens opposé à l'écoulement dans le référentiel de la vague.

Les bilans des forces qui s'exercent sur le surfeur en fonction de l'angle de la vague θ sont schématisés sur la figure 8.

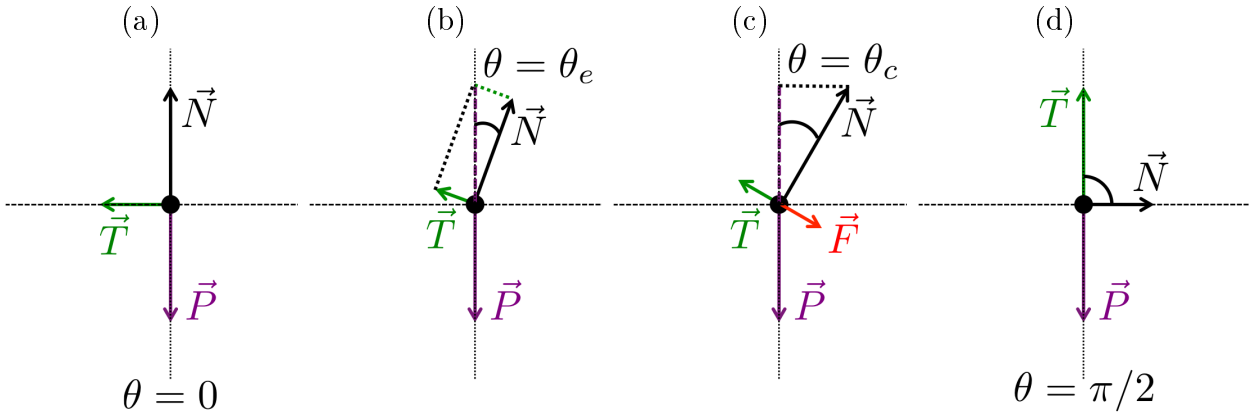


FIGURE 8 – Bilans des forces en fonction de l'angle de la vague θ. (a) Limite $\theta = 0$. (b) $\theta = \theta_e$: Le surfeur est à l'équilibre sur la vague. (c) $\theta = \theta_c$: Le surfeur est capturé par la vague. (d) Limite $\theta = \pi/2$.

On note que le bilan des forces pour $\theta < 0$ montrerait que l'entraînement du surfeur par la pente non propagative de la vague est impossible.

Cas limites La limite $\theta = 0$ (figure 8 (a)) pourrait correspondre à la limite de la vague en profondeur (où les isobares sont en effet horizontales). Elle permet d'expliquer l'intérêt du *duck diving*. Cette technique consiste à plonger sous les vagues avec sa planche pour rejoindre le large (figure 9). On voit par là que le surfeur peut ne pas être entraîné par la vague qui passe au-dessus de lui lorsqu'il *fait le canard*.

FIGURE 9 – Illustration de la technique du *duck diving* [1]

La limite $\theta = \pi/2$ (figure 8 (d)) pourrait correspondre à la situation du surf dans la mousse (même si elle n'est plus conforme à l'hypothèse des faibles pentes). On rappelle que la mousse est modélisée comme un mur d'eau mais qui se propage à la vitesse de la vague. Dans ce cas, la force $\vec{T}$ (verticale) est nulle (la vitesse relative entre la vague et les particules fluides étant nulle, il n'y a donc pas d'écoulement qui donne lieu à la force de trainée). La résultante des forces est toujours selon la direction horizontale dans le sens de propagation des vagues : on retrouve la possibilité de capture du surfeur par la mousse.

Équilibre et entraînement À l'équilibre (figure 8 (b)), la résultante des forces $\vec{P}$, $\vec{N}$ et $\vec{T}$ ($\vec{F}$ étant nulle) est nulle. On en déduit un angle d'équilibre du surfeur sur la vague noté θ_e .

Pour l'entraînement (figure 8 (c))., la résultante des forces $\vec{P}$, $\vec{N}$, $\vec{T}$ et $\vec{F}$ doit être dans le sens de la propagation des vagues. On en déduit que l'angle de capture θ_c est supérieur à l'angle d'équilibre θ_e.

Le surfeur est donc d'abord capturé par la vague (à la position qui correspond à l'angle θ_c) puis il modifie sa position pour rester à l'équilibre sur la vague (à la position qui correspond à l'angle θ_e).

Stabilité de l'équilibre Pour discuter de la stabilité de l'équilibre du surfeur sur la vague, on considère une vague de profil sinusoïdal : $Y(x') = a\sin(kx')$ avec a et $k = 2\pi/\lambda$, l'amplitude et le vecteur d'onde de la vague et x' est la direction horizontale dans le référentiel de la vague.

Le diagramme d'équilibre du surfeur sur la vague est présenté sur la figure 10.

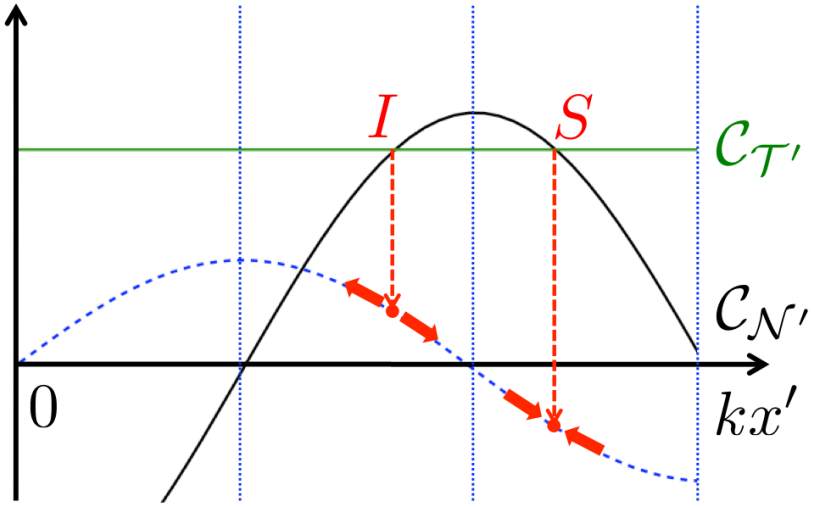


FIGURE 10 – Diagramme de l'équilibre du surfeur sur la vague. En bleu, le profil sinusoïdal de la vague. Respectivement en vert et en noir, $\mathcal{C}_{\mathcal{T}'}$ et $\mathcal{C}_{\mathcal{N}'}$, les courbes représentatives de l'amplitude des composantes sur la direction x' des forces $\vec{T}$ et $\vec{N}$ dans la limite des faibles pentes.

L'équilibre est défini aux intersections entre $\mathcal{C}_{\mathcal{T}'}$ et $\mathcal{C}_{\mathcal{N}'}$, les courbes représentatives de l'amplitude des composantes sur la direction x' respectivement des forces $\vec{T}$ et $\vec{N}$ dans la limite des faibles pentes. Le point I est un point d'équilibre instable tandis que le point S est un point d'équilibre stable.

Pour rester à l'équilibre sur la vague, les surfeurs modifient leur position sur la vague : ils se placent à la position qui correspond à l'angle θ_e qui leur garantit l'équilibre stable. On comprend alors pourquoi ils se positionnent plutôt au bas de la vague pour surfer (figure 6 (a)).

Angle entre le surfeur et la crête de la vague β est l'angle du surfeur par rapport à la crête de la vague dans le plan horizontal (figure 6 (b)). L'angle du surfeur sur la vague de profil sinusoïdal est donc :

$$\theta_\beta \approx (ak) \sin\beta \sin(kx' \cos\theta)$$

Si le surfeur est perpendiculaire à la crête de la vague, on retrouve que l'angle du surfeur sur la vague est l'angle de la vague : $\theta_\beta(\beta = \pi/2) = \theta$. Si le surfeur modifie son angle par rapport à la crête de la vague β, il diminue son angle sur la vague θ_β (jusqu'à $\theta_\beta(\beta = 0) = 0$).

Pour rester à l'équilibre sur la vague, les surfeurs modifient leur angle sur la vague : ils choisissent un angle (par rapport à la crête de la vague dans le plan horizontal) qui leur permet de garantir l'angle θ_e (sur la vague). On comprend alors pourquoi les surfeurs tournent dans la vague (figure 6 (b)).

Deuxième partie

Le Surf dans d'autres domaines de la Physique

Entraînement de particules par des ondes dans d'autres domaines de la Physique

FIGURE 1 – Illustration extraite du résumé dessiné de l'artiste Tommy Dessine sur la conférence de médiation scientifique présentée au Muséum d'Histoire Naturelle du Havre, dans le cadre de la thèse, en 2014.

Le phénomène d'entraînement de particules par des ondes apparaît dans de nombreux domaines de la Physique. Cette question complexe est alors sous-tendue par des analogies interdisciplinaires que la diversité des approches cherche à enrichir.

Dans la seconde partie de cette thèse, on s'intéresse à l'entraînement de particules par des ondes dans d'autres domaines de la Physique, en particulier en Mécanique (Chapitre 4) et en Magnétisme (Chapitre 5). Pour finir, on illustre le phénomène dans d'autres applications (Conclusion de la deuxième partie).

Chapitre 4

Dans le domaine mécanique

(a) (b)

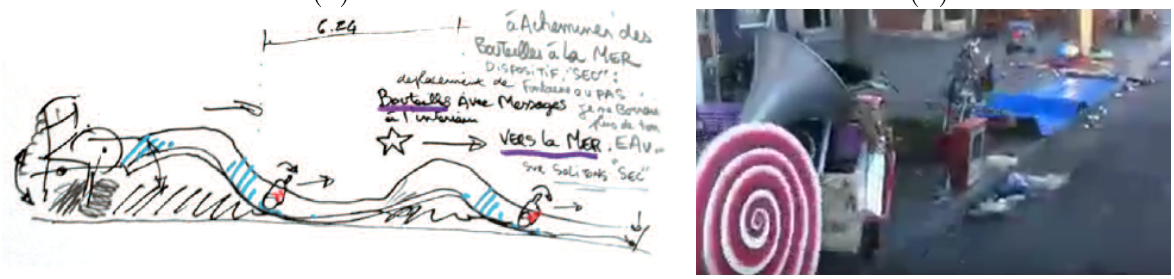


FIGURE 4.1 – Oeuvre de Paul Beaudoin, artiste au Havre, issue du Projet "Fontaines" dans le cadre du Festival Terre d'Eaux 2013 [3]. *Une longue toile rectangulaire est fixée à une extrémité. L'autre extrémité est agitée selon un mouvement périodique par un moteur et génère une onde qui se propage sur la toile comme un soliton à la surface de la mer. Cette onde pourrait porter des objets dans son mouvement (par exemple des bouteilles portant un message et qui surferaient sur cette "vague sèche").* (a) Croquis. (b) Installation.

Sommaire

Surf mécanique en laboratoire **94**
4.1 Particules solides indéformables **97**
4.1.1 Solides indéformables 98
4.1.2 Les deux régimes 99
4.1.3 Diagramme de transition 99
4.1.4 Transition Surf-Dérive des particules solides indéformables 100
4.1.5 Régime de Surf 103
4.1.6 Régime de Dérive 105
4.2 Particules solides déformables **107**
4.2.1 Solides déformables 107
4.2.2 Les deux régimes 108
4.2.3 Diagramme de transition 109
4.2.4 Influence de la déformabilité 110

4.3 Gouttes en Leidenfrost 111
4.3.1 Gouttes d'oxygène liquide 111
4.3.2 Les deux régimes 111
4.3.3 Diagramme de transition 113
4.3.4 Changement de référentiel 113
4.3.5 Régimes de Surf et de Dérive 116
4.3.6 Antivagues 118
Conclusion 121

en collaboration avec Laurent Maquet

Surf mécanique en laboratoire

Nous étudions le comportement de particules mécaniques (solides indéformables, solides déformables et gouttes en Leidenfrost) déposées à la surface d'une bande élastique immobile sous-laquelle est déplacé un obstacle (cylindre pour vague gravitaire déformable, profil plein pour vague gaussienne indéformable) (figure 4.2).

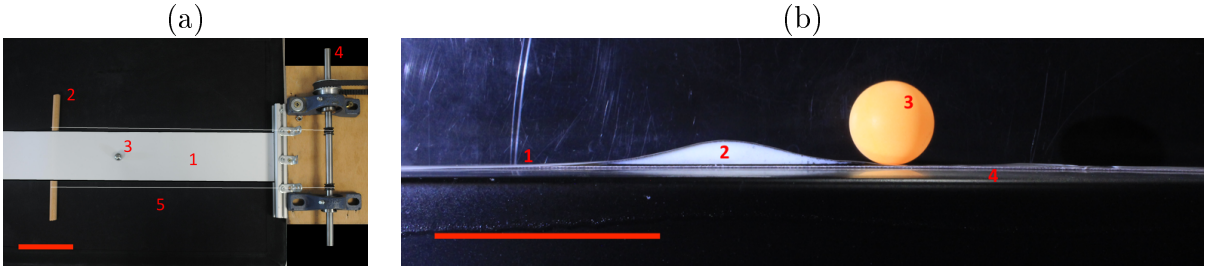


FIGURE 4.2 – (a) Vue de dessus du dispositif expérimental de la vague gravitaire déformable. 1 : Bande élastique, 2 : Cylindre, 3 : Particule mécanique en exemple, 4 : Axe rotatif reliée au moteur (hors photo) par la courroie, 5 : Fils inextensibles. Echelle : 10 cm. (b) Vue de côté du dispositif expérimental de la vague gaussienne indéformable. 1 : Bande élastique, 2 : Profil gaussien plein, 3 : Particule mécanique en exemple, 4 : Banc de translation. Echelle : 10 cm.

Pour la vague gravitaire déformable, le cylindre est tracté via des fils inextensibles par un moteur rotatif programmable. Pour la vague gaussienne indéformable, le profil plein est déplacé sur un banc de translation programmable.

On insiste sur le fait que seuls les obstacles (cylindre ou profil) sont en mouvement dans le référentiel du laboratoire et la bande élastique reste bien immobile. On garantit ainsi bien la propagation d'une onde mécanique : un déplacement d'énergie, barrière (dans le cas d'une bosse) ou puits (dans le cas d'un creux) d'énergie potentielle gravitationnelle, sans transport de matière.

La vitesse de la vague mécanique est choisie expérimentalement indépendamment des autres paramètres expérimentaux : elle est notée V. Le dispositif expérimental permet d'avoir une gamme de vitesses de la vague de l'ordre de $V \sim 0 - 1$ m/s et de hauteurs de la vague $\sim 4 - 30$ mm.

Quand une vague approche l'objet, on observe à nouveau deux régimes (figure 4.3).

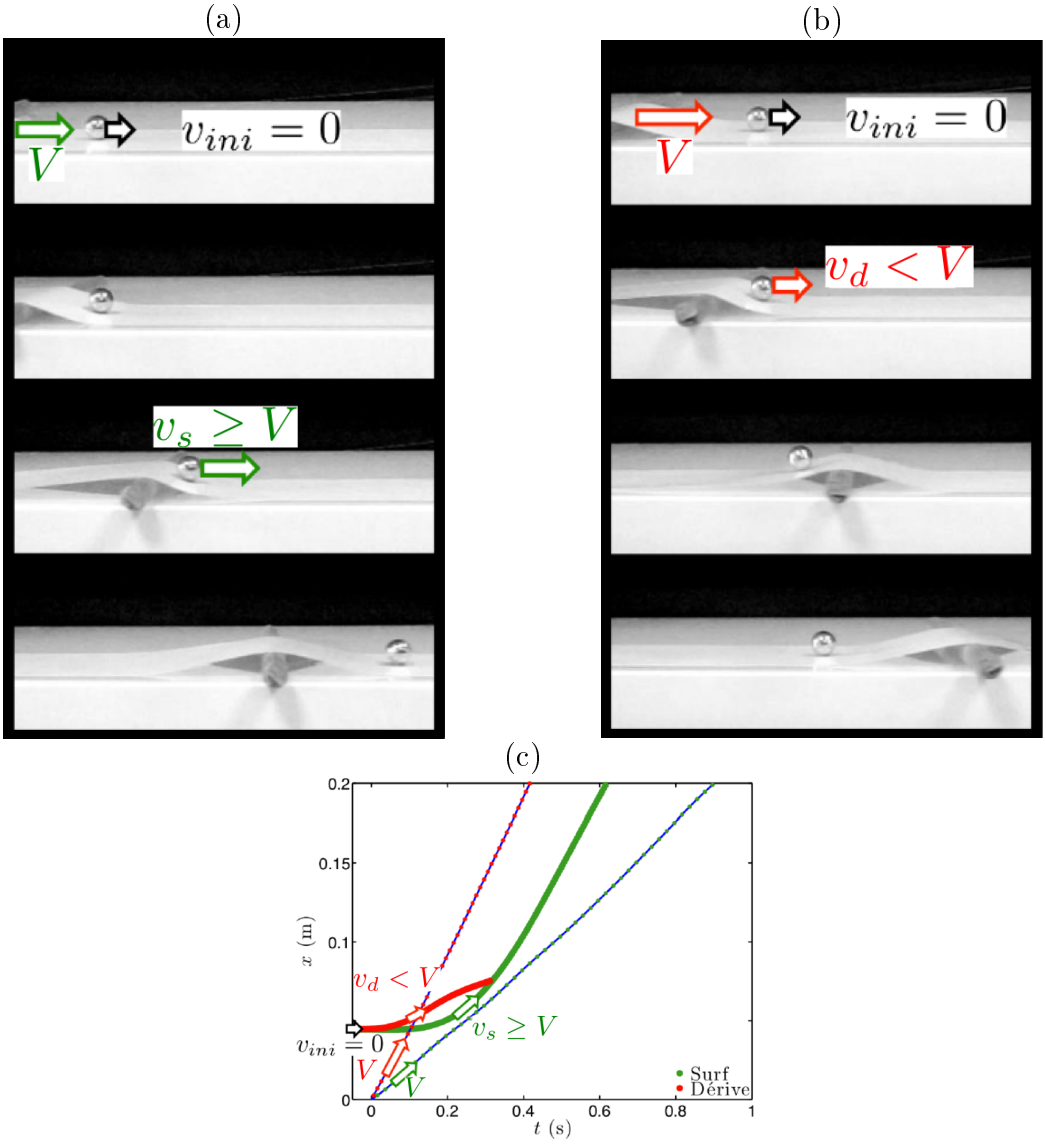


FIGURE 4.3 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive d'une sphère pleine de masse $M = 4$g et de rayon $R = 5$ mm sur la vague gravitaire déformable de hauteur 10 mm. La vitesse de la vague est respectivement (a) $V = 22$ cm/s et (b) $V = 58$ cm/s (les pas de temps sont respectivement de (a) 200 ms et (b) 100 ms). (c) Trajectoires de la bille (en vert, dans le régime de surf ; en rouge, dans le régime de dérive) et des vagues mécaniques associées (en bleu, le sommet de la vague). Dans les deux régimes, la vitesse initiale de la bille est nulle ($v_{ini} = 0$). La vitesse de la vague dans le régime de dérive est plus grande que la vitesse de la vague dans le régime de surf. Dans le régime de surf, la vague reste derrière la bille et l'accélère à sa vitesse au moins ($v_s \geq V$). Dans le régime de dérive, le sommet de la vague dépasse la bille et la vitesse de la bille reste petite devant la vitesse de la vague ($v_d < V$).

Soit le sommet de la vague reste derrière l'objet et la vitesse de l'objet devient comparable à la vitesse de la vague : c'est le régime de surf (figure 4.3 (a)). La vitesse de l'objet dépasse même la vitesse de la vague dans le régime de surf. Sinon, le sommet de la vague dépasse l'objet et la vitesse de l'objet reste toujours petite devant la vitesse de la vague : c'est le régime de dérive (figure 4.3 (b)). Les trajectoires de l'objet sur les vagues dans le régime de dérive et de surf sont présentées sur la figure 4.3 (c).

Vague mécanique

La vague mécanique est une bande élastique sous-laquelle est déplacée un obstacle : soit un cylindre pour créer une vague déformable, soit un profil plein pour créer une vague indéformable.

Bandes élastiques

On utilise des bandes de polymère élastique d'un mètre de longueur environ.

Les différents paramètres des bandes élastiques sont :
— Paramètres géométriques : h, épaisseur et b, largeur.
— Paramètres mécaniques : E, module d'Young et ρ, masse volumique.
Les paramètres des bandes élastiques sont présentés dans le tableau de la figure 4.4.

h (μm)	90	30	60	30
b (cm)	7.5	8	7.5	7.5
E (GPa)	0.23	0.31	0.29	0.35
ρ (kg.m^{-3})	960	1140	992	953

FIGURE 4.4 – Tableau présentant les paramètres des bandes élastiques. h et b sont l'épaisseur et la largeur, E et ρ sont le module d'Young et la masse volumique de la bande élastique.

La méthode de mesure des modules d'Young des bandes élastiques est présentée dans l'Annexe B.

Vague gravitaire déformable

On place un cylindre sous la bande élastique. Sous l'effet de la gravité, la bande élastique se déforme pour donner une vague dite gravitaire déformable.

La hauteur de la vague est le diamètre du cylindre D qui peut varier entre 4 et 14 mm ($D = 4 - 5 - 8 - 10 - 12 - 14$ mm) et sa taille caractéristique est notée λ (figure 4.5).

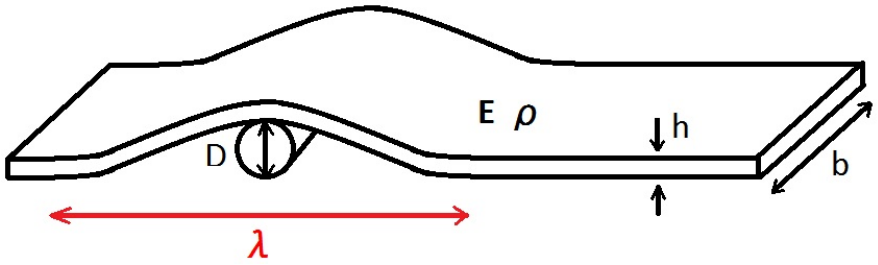


FIGURE 4.5 – Schéma des paramètres de la vague élastique. h et b sont l'épaisseur et la largeur, E et ρ sont le module d'Young et la masse volumique de la bande élastique. D est la hauteur de la vague et λ est la taille caractéristique de la vague.

La taille caractéristique de la vague gravitaire déformable λ est déterminée par l'équilibre entre l'énergie potentielle gravitationnelle de déformation ($E_{pd} = \rho bh\lambda gD$) et l'énergie élastique ($E_{elas} = Eh^3b(\frac{D}{\lambda^2})^2\lambda$) et est de la forme : $\lambda \sim (\frac{Eh^2D}{\rho g})^{1/4}$.

Ainsi, pour les bandes élastiques et les cylindres utilisés, la taille caractéristique des vagues gravitaires déformables est de l'ordre de la dizaine de centimètres.

La caractérisation de la déformabilité de la vague est détaillée dans l'Annexe B.

Vague gaussienne indéformable

On place un profil gaussien plein (réalisé à l'imprimante 3D) sous la bande élastique pour créer une vague gaussienne indéformable.

La hauteur de la vague H varie entre 4 et 30 mm : $H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm (figure 4.6).

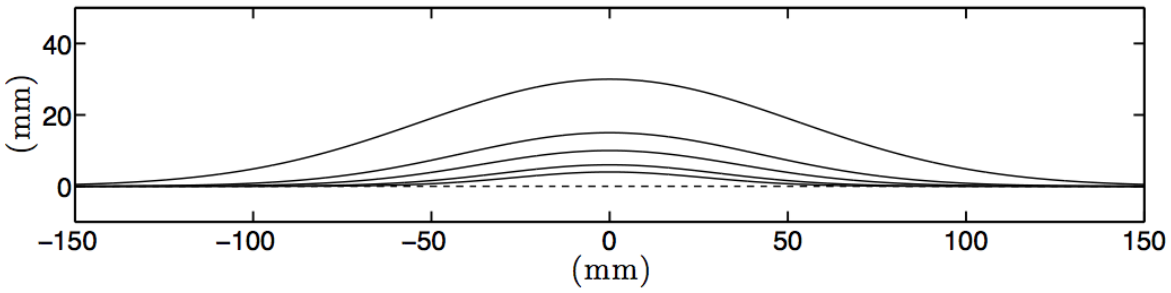


FIGURE 4.6 – Superpositions des profils gaussiens pleins ($H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm).

Ce deuxième type de vague mécanique nous permet donc en particulier de nous affranchir du caractère déformable de la première.

Aussi, des séries de plusieurs profils gaussiens pleins (de 1 à 3) pour $H = 10$ mm ont aussi été utilisés pour étudier l'influence de la périodicité de la vague mécanique sur le comportement des différentes particules.

Particules mécaniques

Les particules mécaniques sont des solides indéformables dans la partie 4.1, des solides déformables dans la partie 4.2 et des gouttes en Leidenfrost dans la partie 4.3.

4.1 Particules solides indéformables

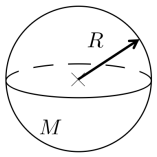
Les expériences avec les solides indéformables sont réalisées sur les vagues gravitaires déformables et sur les vagues gaussiennes indéformables.

4.1.1 Solides indéformables

On différencie les solides indéformables utilisés par leur matière et leur géométrie et on les caractérise par leur masse, paramètres géométriques et leur moment d'inertie.

Les particules solides indéformables utilisées sont d'abord des sphères pleines en acier ou en verre (donc de masses volumiques différentes) de rayon R, et donc de différentes masses M et de différents moments d'inertie J (figure 4.7).

(a)



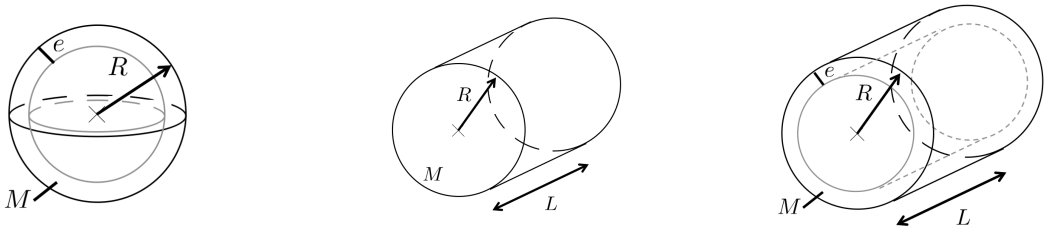
(b)

Sphères pleines	1	2	3	4
M (g)	3.5	4.0	5.6	13.7
R (mm)	10	5	8	7
$J = \frac{2}{5}MR^2$ (kg.m^2)	$1.4.10^{-7}$	$4.0.10^{-8}$	$1.4.10^{-7}$	$2.7\ .10^{-7}$

FIGURE 4.7 – (a) Schéma d'une sphère pleine (de rayon R et de masse M). (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux des différentes sphères pleines. $J = \frac{2}{5}MR^2$ est le moment d'inertie pour une sphère pleine.

Les autres particules solides indéformables utilisées sont des sphères creuses, des cylindres pleins et des cylindres creux, de différents matériaux (figure 4.8).

(a)



(b)

Autres solides indéformables	Sphère creuse	Cylindre plein	Cylindre creux
M (g)	2.7	2	2.8
$2R$ (mm)	40.7	11.6	6
e (mm)	2.7	/	1.1
L (mm)	/	52.7	64.8
J (kg.m^2)	$\frac{2}{5}M\frac{R^5-(R-e)^5}{R^3-(R-e)^3}$ $= 6.6.10^{-7}$	$\frac{1}{2}MR^2$ $= 3.4.10^{-8}$	$\frac{1}{2}M(R^2+(R-e)^2)$ $= 1.8.10^{-8}$
$J' = J/MR^2$	$5.9.10^{-1}$	$5.1.10^{-1}$	$7.1.10^{-1}$

FIGURE 4.8 – (a) Schémas d'une sphère creuse (de rayon R, d'épaisseur e et de masse M), d'un cylindre plein (de rayon R, de longueur L et de masse M) et d'un cylindre creux (de rayon R, de longueur L, d'épaisseur e et de masse M). (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux des autres solides indéformables. J est le moment d'inertie des différents solides indéformables et $J' = \frac{J}{MR^2}$ est le moment d'inertie réduit des différents solides indéformables.

4.1.2 Les deux régimes

Les deux régimes ont été présentés pour une sphère pleine sur la vague gravitaire déformable sur la figure 4.3. Ils sont présentés pour la sphère creuse sur une vague gaussienne indéformable sur la figure 4.9.

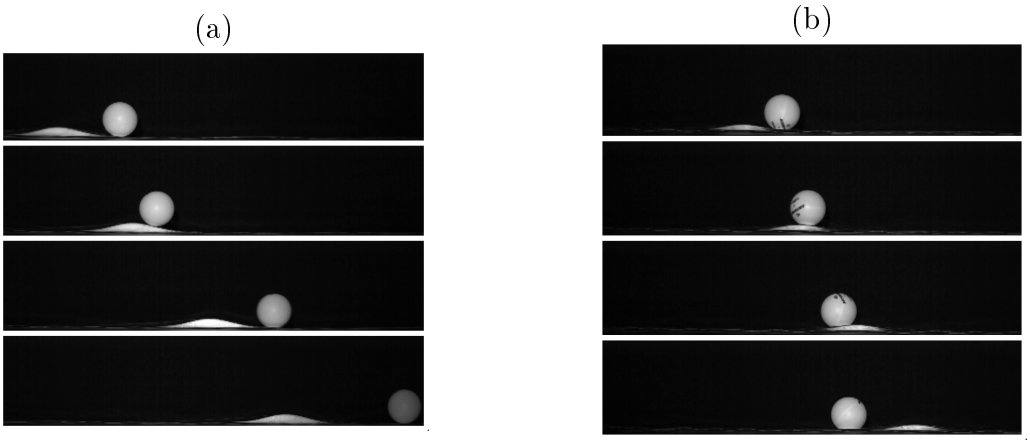


FIGURE 4.9 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive de la sphère creuse sur la vague gaussienne indéformable. La vitesse de la vague est la même pour les deux séquences, à savoir $V = 30$ cm/s (mais les pas de temps sont respectivement de (a) 280 ms et (b) 200 ms). La hauteur de la vague est respectivement (a) $H = 10$ mm et (b) $H = 6$ mm.

La vague mécanique s'approche à vitesse constante de la particule solide indéformable immobile, la met en rotation et l'emporte : c'est le régime de surf (figure 4.3 (a) et figure 4.9 (a)). La vague mécanique s'approche à vitesse constante de la particule solide indéformable immobile, la met en rotation et la dépasse : c'est le régime de dérive (figure 4.3 (b) et figure 4.9 (b)).

À hauteur de vague donnée, la particule est capturée ou non selon la vitesse de la vague mécanique : pour les vitesses les plus faibles, la particule surfe (figure 4.3 (a)), pour les vitesses les plus importantes, elle dérive (figure 4.3 (b)).
À vitesse de vague donnée, la particule est capturée ou non selon la hauteur de la vague mécanique : pour les hauteurs les plus grandes, la particule surfe (figure 4.9 (b)), pour les hauteurs les plus petites, la particule dérive (figure 4.9 (b)).

4.1.3 Diagramme de transition

Expérimentalement, on montre qu'il existe une vitesse de transition V^*, en-dessous de laquelle les particules sont bien capturées par la vague mécanique, qui dépend principalement de la hauteur de la vague mécanique H.

Le diagramme de transition Surf-Dérive des différentes particules solides indéformables sur la vague mécanique indéformable est présenté sur la figure 4.10.

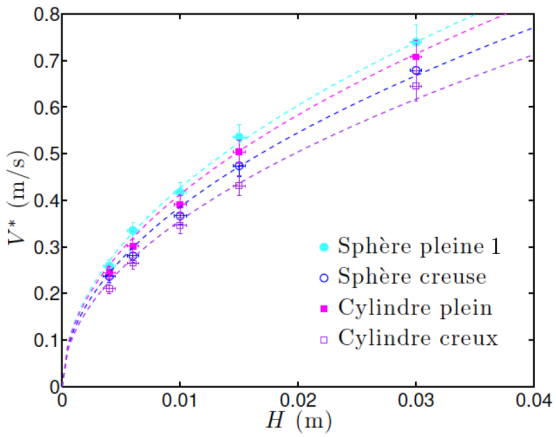


FIGURE 4.10 – Vitesse de transition V^* (en m/s) entre les deux régimes en fonction de la hauteur de la vague élastique H (en m). Résultats expérimentaux et courbes de tendance pour les différentes particules solides indéformables sur les vagues indéformables : Sphère pleine 1, sphère creuse, cylindre plein et cylindre creux.

Pour toutes les particules solides indéformables, on retrouve bien qu'à hauteur de vague donnée, elles passent du régime de surf au régime de dérive quand la vitesse de la vague augmente. Et, à vitesse de vague donnée, elles passent du régime de surf au régime de dérive quand la hauteur de la vague diminue.

La vitesse de transition Surf-Dérive, c'est-à-dire la vitesse pour passer d'un régime de surf à un régime de dérive, augmente avec la hauteur de la vague mécanique et dépend de la particule solide indéformable.
Il convient de modéliser l'entraînement des particules solides indéformables par la vague mécanique pour comprendre la transition entre les régimes de surf et de dérive mécanique.

4.1.4 Transition Surf-Dérive des particules solides indéformables

L'obstacle est déplacé sous la bande élastique immobile sur laquelle est déposée l'objet. Initialement loin de l'obstacle, la vague se rapproche de l'objet. Quand l'obstacle est au niveau de l'objet, la pente de la vague permet la mise en roulement sans glissement de l'objet solide indéformable. Il y a deux situations possibles : l'objet est capturé par la vague (régime de surf) ou l'objet n'est pas capturé par la vague (régime de dérive).

On cherche à déterminer la vitesse de la vague qui assure la transition entre les deux régimes pour chaque objet solide indéformable.

Etude énergétique

On définit l'instant initial quand l'onde et la particule sont encore suffisamment éloignées l'une de l'autre et l'instant final quand la particule est au sommet de l'onde (figure 4.11).

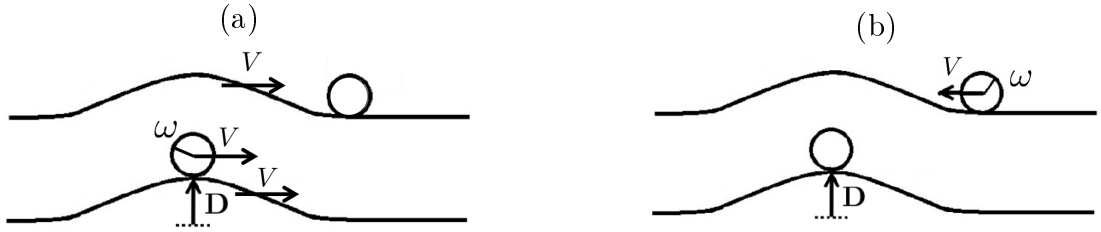


FIGURE 4.11 – Schéma de l'état initial (haut) et l'état final (bas) de l'objet (a) dans le référentiel terrestre et (b) dans le référentiel de la vague. V est la vitesse relative entre l'objet et la vague et ω la vitesse de rotation de l'objet, D la hauteur de la vague.

Dans le référentiel de la vague (figure 4.11 (b)), à l'instant initial, l'objet approche de la vague à la vitesse V et à l'instant final, l'objet est immobile au sommet de la vague de hauteur H. On souligne donc que, dans le référentiel de la vague, la vitesse de rotation ω est donc non nulle à l'instant initial mais nulle à l'instant finale (comme sa vitesse est nulle dans le référentiel de la vague).

La conservation de l'énergie mécanique de la particule dans le référentiel de l'onde entre l'instant initial et l'instant final s'écrit :

$$E_c + E_r = E_p$$

avec

- $E_c = \frac{1}{2}MV^{*2}$, énergie cinétique de translation de l'objet de masse M et de vitesse V dans le référentiel de la vague mécanique,
- $E_r = \frac{1}{2}J\omega^2$, énergie cinétique de rotation de l'objet avec J son moment d'inertie et $\omega = \frac{V^*}{R}$ sa vitesse de rotation où R est son rayon, dans l'hypothèse de roulement sans glisssement,
- $E_p = MgH$, énergie potentielle gravitationnelle de la bille de masse M au somment de la vague mécanique de hauteur H (l'origine des potentiels est prise à l'instant initial),

Alors, on obtient la vitesse de transition en fonction des paramètres utiles :

$$V^* = \sqrt{\frac{2\ g\ H}{\frac{J}{MR^2}+1}} = \sqrt{\frac{2\ g\ H}{J'+1}} \text{ avec le moment d'inertie réduit } J' = \frac{J}{MR^2}$$

Ainsi, on voit d'ailleurs par là que la vitesse de transition Surf-Dérive ne dépend pas de la forme de la vague mécanique (mais seulement de sa hauteur).

Ainsi, si la vitesse de la vague est supérieure à la vitesse de transition Surf-Dérive, alors l'objet dépasse le sommet de la vague : c'est le régime de dérive. Sinon, l'objet n'atteint pas le sommet de la vague : c'est le régime de surf.

Etude dynamique

L'étude dynamique complète a été développée et est présentée dans l'Annexe C.

La résolution numérique confirme le résultat établi par la méthode énergétique pour la vitesse de transition Surf-Dérive.

Transition Surf-Dérive des particules solides indéformables

La vitesse de transition V^* ne dépend que de la hauteur de la vague élastique H et du moment d'inertie réduit des particules indéformables J' :

$$V^* = \sqrt{\frac{2\ g\ H}{J'+1}}$$

Cela correspond aux observations expérimentales de la figure 4.10. D'abord, la vitesse de transition V^* augmente avec la hauteur de la vague élastique H. Ensuite, on retrouve bien que la vitesse de transition V^* dépend de la particule indéformable. En particulier, les moments d'inertie réduits des différentes particules sont tels que :

$$J'_{cyl-cr} > J'_{sph-cr} > J'_{cyl-pl} > J'_{sph-pl1} = 2/5$$

donc on retrouve que la vitesse de transition V^* diminue quand le moment d'inertie réduit de la particule solide J' augmente.

Le diagramme de transition Surf-Dérive des particules solides indéformables avec le modèle de transition développé est présenté sur la figure 4.12.

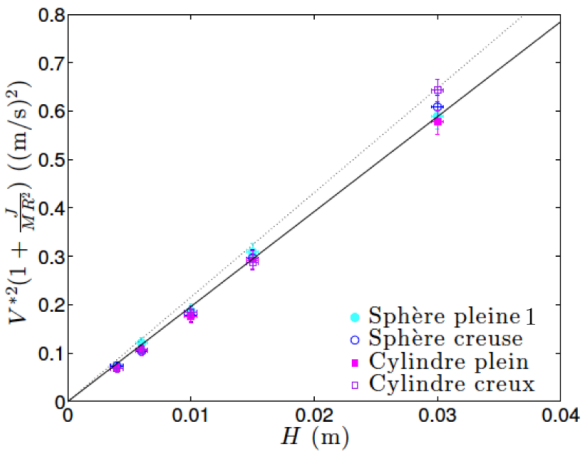


FIGURE 4.12 – $V^{*2}(1+\frac{J}{MR^2})$ (en (m/s)^2) en fonction de la hauteur de la vague H (en m). Résultats expérimentaux et modèle théorique pour les différentes particules solides indéformables : Sphère pleine 1, sphère creuse, cylindre plein et cylindre creux. En trait plein, le modèle linaire de pente $2g$ et en trait pointillé, le modèle linéaire avec une erreur de 10% sur la pente.

Dans le cas des objets solides indéformables sur la vague indéformable, la modélisation théorique est plutôt en bon accord avec les résultats expérimentaux, bien qu'un peu au-dessus. La différence peut être expliquée par un éventuel glissement qui pourrait occasionner des frottements et donc favoriser le régime de dérive.

L'influence de la déformabilité de la vague sur la transition Surf-Dérive a été étudiée et est présentée dans l'Annexe B.

4.1.5 Régime de Surf

On étudie d'abord le régime de surf, c'est-à-dire le régime de capture de la particule par la vague mécanique.

Les expériences de surf des solides indéformables sont réalisées sur les vagues gaussiennes indéformables.

Propulsion

Dans le régime de surf, les particules solides indéformables atteignent une hauteur sur la vague (figure 4.13 (a)) avant d'être propulsées à une vitesse supérieure à la vitesse de la vague (figure 4.13 (b)).

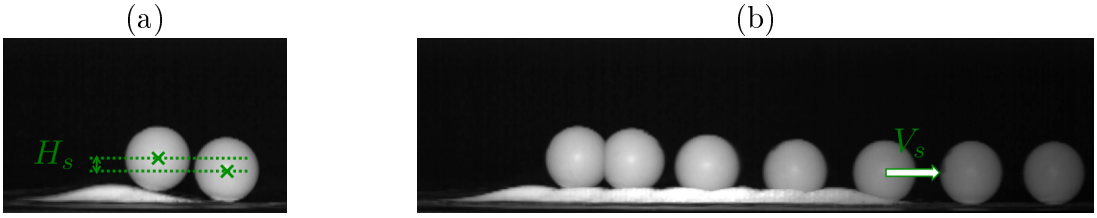


FIGURE 4.13 – Superpositions d'images de la sphère creuse sur la vague indéformable de hauteur $H = 10$ mm. (a) H_s est la hauteur maximale atteinte par l'objet solide sur la vague dans le régime de surf (cette superposition d'images est centrée sur l'obstacle). (b) V_s est la vitesse de l'objet solide dans le régime de surf.

Dans le régime de surf, les deux paramètres étudiés sont donc : la hauteur maximale atteinte par la particule solide indéformable H_S et la vitesse à laquelle elle est propulsée par la vague V_S.

Hauteur de surf

L'évolution de la hauteur de surf H_s en fonction de la vitesse de la vague V ($V < V^*$ dans le régime de surf) et de la hauteur de la vague H est présentée pour les différentes particules solides indéformables sur la figure 4.14.

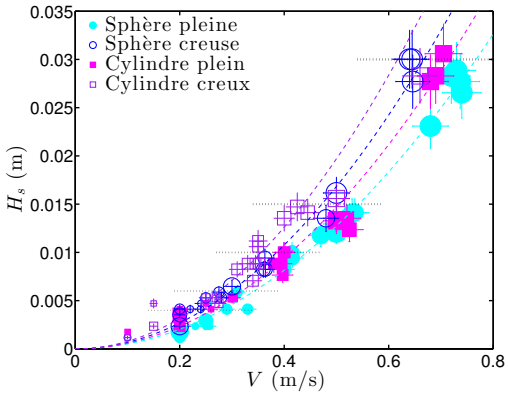


FIGURE 4.14 – Hauteur de surf H_s (en m) en fonction de la vitesse de la vague V (en m/s) pour les différentes particules solides indéformables : Sphère pleine 1, sphère creuse, cylindre plein et cylindre creux. La taille des points dépend de la hauteur de la vague ($H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm). La hauteur de surf est naturellement toujours inférieure à la hauteur de la vague (en trait pointillé noir).

La hauteur de surf dépend de la vitesse de la vague : plus la vitesse de la vague se rapproche de la vitesse de transition ($V < V^*$ dans le régime de surf), plus la particule solide indéformable monte haut sur la vague. La hauteur de surf dépend aussi de la particule solide indéformable.

La conservation de l'énergie mécanique de la particule dans le référentiel de l'onde entre l'instant initial et l'instant où la particule est immobile sur la vague à la hauteur H_s donne :

$$H_s = \frac{V^2}{2g}(\frac{J}{MR^2} + 1) = H(\frac{V}{V^*})^2$$

Les résultats expérimentaux en fonction de la modélisation théorique sont présentés sur la figure 4.15.

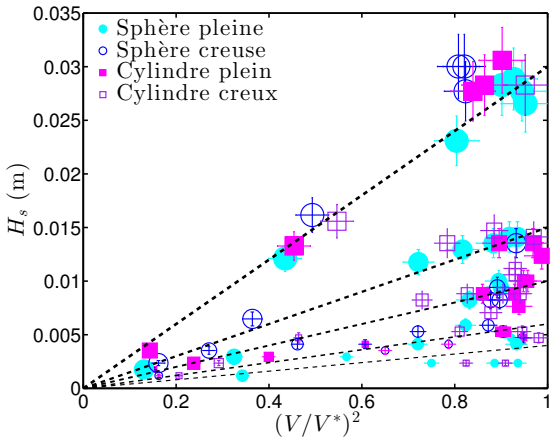


FIGURE 4.15 – Hauteur de surf H_s (en m) en fonction du carré du rapport de la vitesse de la vague sur la vitesse de transition $(V/V^*)^2$ pour les différentes particules solides indéformables : Sphère pleine 1, sphère creuse, cylindre plein et cylindre creux. La taille des points dépend de la hauteur de la vague ($H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm). En trait pointillé, les modèles linéaires de pentes la hauteur de la vague $H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm.

Dans le régime de surf, le modèle de conservation de l'énergie mécanique de la particule solide indéformable en roulement sans glissement sur la vague mécanique est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Vitesse de surf

L'évolution de la vitesse de surf V_s en fonction de la vitesse de la vague V ($V < V^*$ dans le régime de surf) et de la hauteur de la vague H est présentée pour les différentes particules indéformables sur la figure 4.16.

Pour toutes les particules solides indéformables, on observe expérimentalement que la vitesse de surf V_s est de l'ordre de deux fois la vitesse de la vague V.

La conservation de l'énergie mécanique de la particule dans le référentiel de l'onde entre l'instant où la particule atteint sa hauteur maximale sur la vague H_s à sa vitesse et l'instant où la particule est propulsée par la vague à la vitesse $V_s - V$ (dans le référentiel de l'onde) donne :

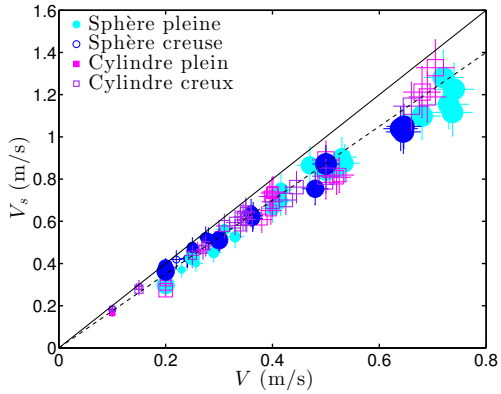


FIGURE 4.16 – Vitesse de surf V_s (en m/s) en fonction de la vitesse de la vague mécanique V (en m/s) pour les différentes particules solides indéformables : Sphère pleine 1, sphère creuse, cylindre plein et cylindre creux. La taille des points dépend de la hauteur de la vague ($H = 4 - 6 - 10 - 15 - 30$ mm). En trait plein, la courbe linéaire est de pente 2 et en trait pointillé, la courbe linéaire avec une erreur de 10% sur la pente.

$$(V_s - V)^2 = \frac{2gH_s}{\frac{J}{MR^2}+1} = \frac{2g}{\frac{J}{MR^2}+1} H(\frac{V}{V^*})^2 = \frac{2g}{\frac{J}{MR^2}+1} HV^2 \frac{\frac{J}{MR^2}+1}{2gH} = V^2 \text{ d'où } V_s = 2V$$

Ainsi, ce modèle énergétique nous donne que la vitesse de surf théorique est deux fois la vitesse de la vague pour les différentes particules solides indéformables. La résolution numérique de l'étude dynamique (développée dans l'Annexe C) confirme ce résultat.

4.1.6 Régime de Dérive

On étudie ensuite le régime de dérive, c'est-à-dire le régime de non-capture de la particule par la vague mécanique.

Les expérience de dérive des solides indéformables sont réalisées sur une série de plusieurs vagues gaussiennes indéformables de hauteur $H = 10$ mm. On définit λ la distance entre deux vagues de la série : $\lambda = 12$ cm.

Propulsion par oscillation

Dans le régime de dérive, la particule solide indéformable montre un comportement oscillant au passage de plusieurs vagues mécaniques identiques (figure 4.17).

FIGURE 4.17 – Superpositions d'images de la dérive du cylindre creux sur la série de deux vagues. On observe deux oscillations identiques synchronisées avec le passage des deux vagues. ω_d est la pulsation des oscillations de dérive de la particule et V_d est la vitesse moyenne de dérive de la particule.

Dans le régime de dérive, les deux paramètres étudiés sont donc la pulsation des oscillations ω_d et la vitesse moyenne V_d.

Pulsation des oscillations de dérive

La pulsation de dérive des particules solides indéformables est synchronisée avec le passage des vagues de telle sorte que $\omega_d = \frac{2\pi}{\lambda}(V - V_d)$ avec V, la vitesse des vagues, V_d, la vitesse moyenne de dérive dans le référentiel terrestre (donc $V - V_d$ est la vitesse des particules solides indéformables dans le référentiel des vagues) et λ la distance entre deux vagues de la série.

L'évolution de la pulsation de dérive des particules solides indéformables ω_d en fonction de la vitesse des particules solides indéformables dans le référentiel des vagues $V - V_d$ est présentée pour les différentes particules solides indéformables sur la figure 4.18.

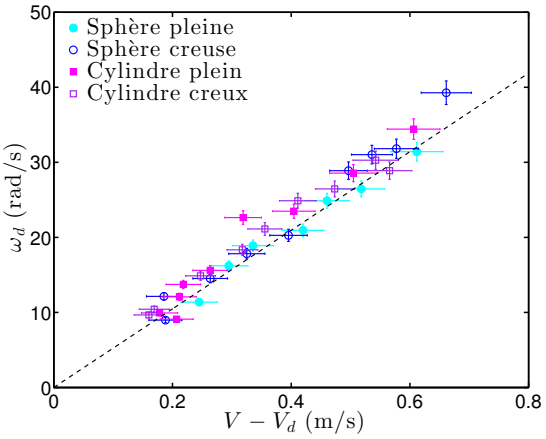


FIGURE 4.18 – Pulsation des oscillations de dérive ω_d (en rad/s) en fonction de la vitesse des particules solides indéformables dans le référentiel des vagues $V - V_d$ (en m/s) pour la série de vagues indéformables de hauteur $H = 10$ mm. En trait pointillé, le modèle linéaire est de pente $\frac{2\pi}{\lambda}$ avec $\lambda = 12$ cm la distance entre deux vagues de la série.

Pour les particules solides indéformables dans le régime de dérive, le modèle de synchronisation entre la pulsation de dérive des particules et la pulsation des vagues mis en place est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Vitesse moyenne de dérive

L'évolution de la vitesse de dérive des particules solides indéformables dans le référentiel des vagues $V - V_d$ en fonction de la vitesse de la vague V ($V > V^*$ dans le régime de dérive) est présentée sur la figure 4.19.

La propulsion des particules est bien dans le sens des vagues et la vitesse moyenne de dérive est toute petite devant la vitesse des vagues. Pour les particules solides indéformables dans le régime de dérive, le modèle théorique numérique mis en place qui permet de résoudre la vitesse de dérive en fonction de la vitesse de la vague est donc en plutôt bon accord avec les résultats expérimentaux.

Il conviendrait de compléter cette étude de l'entraînement de particules solides indéformables par une vague mécanique en modifiant encore les caractéristiques des particules (en choisissant notamment des moments d'inertie réduits $J' = \frac{J}{MR^2}$ encore plus distincts).

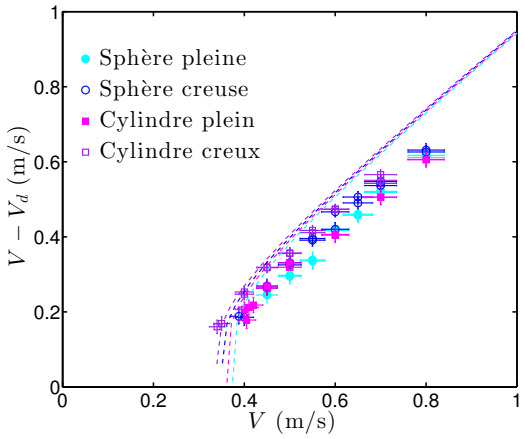


FIGURE 4.19 – La vitesse de dérive dans le référentiel des vagues $V - V_d$ (en m/s) en fonction de la vitesse de la vague V (en m/s) pour les différentes particules solides indéformables sur la série de vagues indéformables de hauteur $H = 10$ mm. En trait pointillé, le modèle théorique issu de la mise en équation de l'étude dynamique résolue numériquement pour le cas de la vague gaussienne.

Pour les particules solides indéformables, nous avons présenté l'étude complète de leur interaction avec la vague mécanique. Pour les particules solides déformables et les gouttes en Leidenfrost, on présentera les comportements communs mais on insistera davantage sur les différences introduites par le changement de particule.

4.2 Particules solides déformables

Les expériences avec les solides déformables sont réalisées sur les vagues gaussiennes indéformables.

4.2.1 Solides déformables

Les solides déformables utilisés sont des anneaux, de rayons R, d' épaisseurs e et de longueur L, de polyvinylsiloxane, famille de polymères élastiques caractérisés par leur module d'Young E et leur masse volumique ρ (figure 4.20 et figure 4.21).

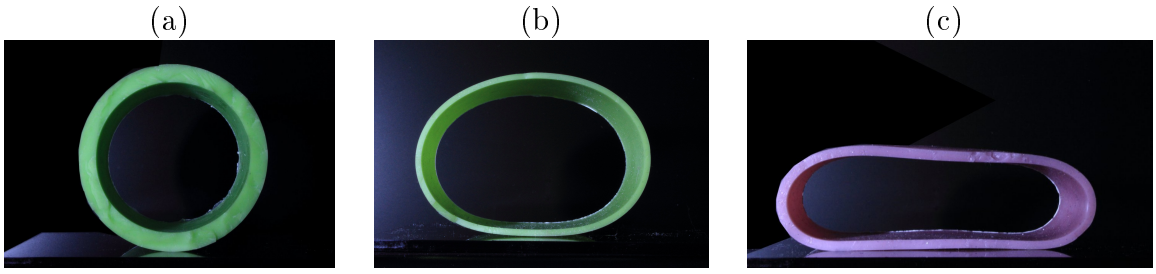
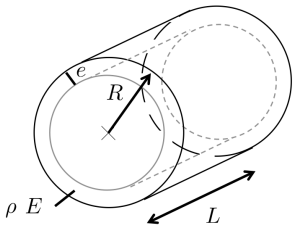


FIGURE 4.20 – Photos des trois anneaux utilisés comme solides déformables dans l'étude du Surf mécanique. (a) Anneau 1, (b) anneau 2 et (c) anneau 3.

(a)



(b)

Anneaux	1	2	3
R (mm)	36.0	30	37.5
e (mm)	6.9	1.8	2.6
L (cm)	5.0	5.0	5.0
E (MPa)	1.2	1.2	0.2
ρ (kg.m^{-3})	1170	1170	1020

FIGURE 4.21 – (a) Schéma d'un anneau (de rayon R, d'épaisseur e et de longueur L, de module d'Young E et de masse volumique ρ). (b) Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux des solides déformables utilisés.

Leur déformabilité est induite par le champ de pesanteur terrestre et accentuée par leur vitesse de rotation [97]. Les paramètres de déformabilité statiques et dynamiques de ces structures les classent du plus déformable au moins déformable : 3-2-1 (figure 4.20).

4.2.2 Les deux régimes

On retrouve les deux régimes de l'entraînement d'une particule par une onde dans le domaine mécanique pour les particules solides déformables.

Ils sont présentés par des séquences d'images pour un anneau sur la même vague à deux vitesses différentes sur la figure 4.22 et pour un anneau sur des vagues de hauteurs différentes mais de même vitesse sur la figure 4.23.

Comme pour les particules solides indéformables, à hauteur de vague donnée, la particule est capturée ou non selon la vitesse de la vague mécanique : pour les vitesses les plus faibles, la particule surfe (figure 4.22 (a)), pour les vitesses le plus importantes, elle dérive (figure 4.22 (b)).
Et à vitesse de vague donnée, la particule est capturée ou non selon la hauteur de la vague mécanique : pour les hauteurs les plus grandes, la particule surfe (figure 4.23 (b)), pour les hauteurs les plus petites, la particule dérive (figure 4.23 (b)).

(a) (b)

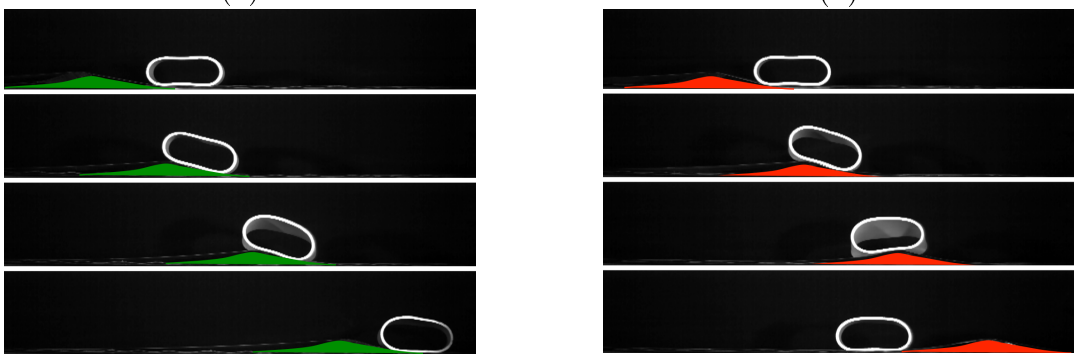


FIGURE 4.22 – Séquence d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive de l'anneau 3 sur la vague de hauteur $H = 15$ mm. La vitesse de la vague est respectivement (a) $V = 27$ cm/s et (b) $V = 28$ cm/s (le pas de temps pour les deux séquences est de 400 ms).

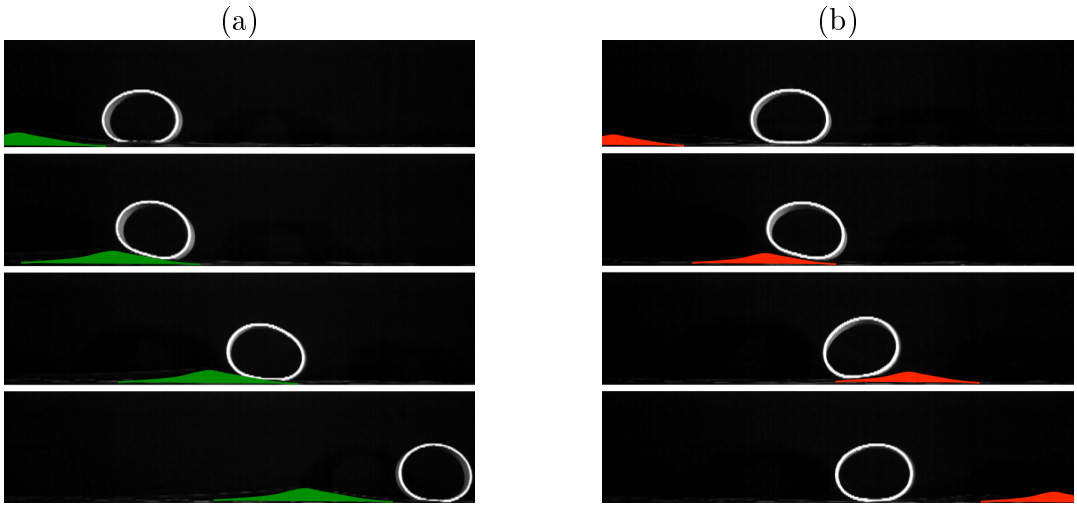


FIGURE 4.23 – Séquence d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive de l'anneau 2 sur la vague de vitesse $V = 24$ cm/s (le pas de temps pour les deux séquences est de 350 ms). La hauteur de la vague est respectivement (a) $H = 10$ mm et (b) $H = 6$ mm.

4.2.3 Diagramme de transition

Expérimentalement, on retrouve qu'il existe une vitesse de transition V^*, en-dessous de laquelle les anneaux sont bien capturés par la vague mécanique, qui dépend principalement de la hauteur de la vague mécanique H.

Le diagramme de transition Surf-Dérive des différentes particules solides déformables sur la vague mécanique indéformable est présenté sur la figure 4.24.

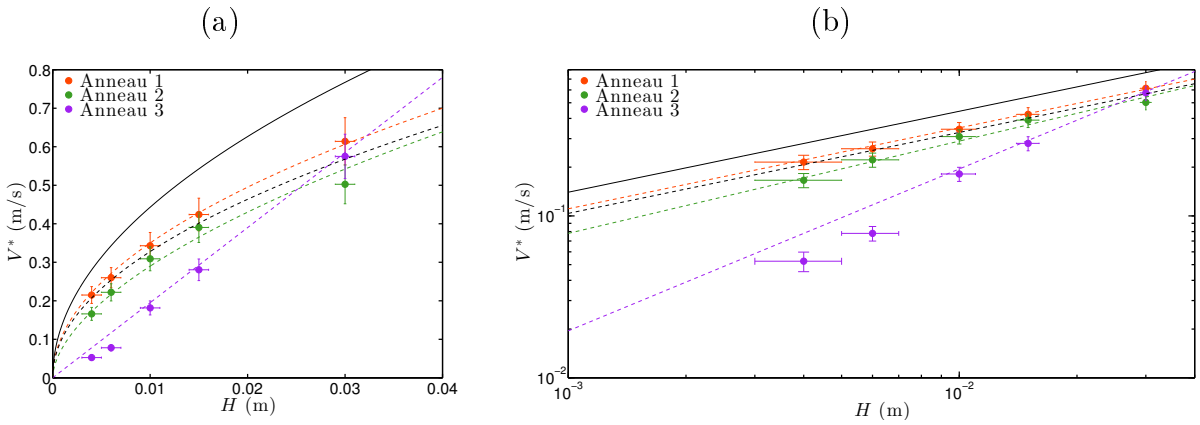


FIGURE 4.24 – Vitesse de transition V^* (en m/s) en fonction de la hauteur de la vague mécanique H (en m) pour les différentes particules solides déformables. (a) Axes en échelle linéaire, (b) axes en échelle logarithmique. Résultats expérimentaux et courbes de tendance en couleur pour les 3 anneaux. En trait plein noir, le modèle de glissement sans roulement et sans frottement est $V^* = \sqrt{2gH}$. En trait pointillé noir, le modèle avec roulement sans glissement est $V^* = \sqrt{\frac{2gH}{1+J/MR^2}}$ avec $J = \frac{1}{2}M(R^2 + (R-e)^2)$ le moment d'inertie d'un cylindre creux indéformable de rayon extérieur $R = 36.0$ cm et d'épaisseur $e = 6.9$ mm, dimensions de l'anneau 1.

A nouveau, la vitesse de transition Surf-Dérive augmente avec la hauteur de la vague mécanique et dépend fortement de la particule solide déformable.

On observe d'ailleurs qu'à hauteur de vague donnée, plus l'anneau est déformable, moins la vitesse de transition Surf-Dérive est élevée, autrement dit plus la déformabilité de la particule est importante, moins la particule surfe des hauteurs de vagues importantes. Ainsi, la déformabilité des particules favorise le régime de dérive.

Pour l'anneau 1, le moins déformable, le modèle avec roulement sans glissement établi $V^* = \sqrt{\frac{2gH}{1+J/MR^2}}$ avec $J = \frac{1}{2}M(R^2 + (R-e)^2)$ le moment d'inertie d'un cylindre creux indéformable avec les dimensions de l'anneau 1 (rayon extérieur $R = 36.0$ cm et d'épaisseur $e = 6.9$ mm) est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Mais plus l'anneau est déformable, plus la dépendance en la hauteur de la vague est importante.

Il convient alors de comprendre l'influence de la déformabilité des anneaux sur la vitesse de transition Surf-Dérive.

4.2.4 Influence de la déformabilité

Compression, dilatation et vibration des anneaux

On s'intéresse d'abord de plus près à la déformation des anneaux (figure 4.25).

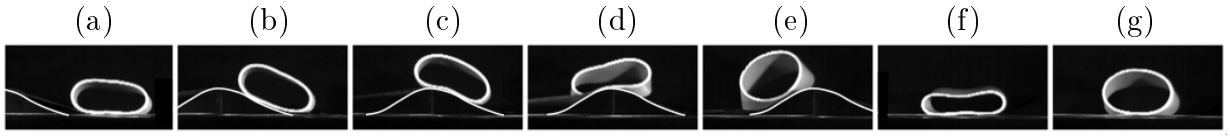


FIGURE 4.25 – Images centrées sur l'anneau 3 en dérive sur la vague de hauteur $H = 30$ mm, à la vitesse $V = 53$ cm/s. Le pas de temps entre les images est de 150 ms. (a) A l'approche de la vague, l'anneau est immobile, déformé par la pesanteur. (b) L'anneau s'élève sur la pente de la vague, sans se déformer davantage. (c) L'anneau se dissymétrise en dépassant le sommet de la vague. (d) L'anneau présente deux lobes, de part et d'autre du sommet de la vague. (e) A la descente de la vague, l'anneau se dilate considérablement. (f) et (g) Après le passage de la vague, l'anneau se comprime et se dilate alternativement. Le profil de la vague gaussienne indéformable a été repassé.

Ainsi, tout au long du passage de la vague mécanique, l'anneau se déforme : se comprime au centre pour former deux lobes au sommet de la vague, se dilate presque jusqu'à sa forme cylindrique à la descente de la vague et vibre (se comprime et se dilate alternativement) après le passage de la vague.

La déformation de l'anneau entraîne la modification de la position du centre de masse (modification de la hauteur en cas de compression-dilatation et position décentrée en cas de dissymétrisation) et la modification du moment d'inertie de l'objet déformable en rotation.

Influence sur la vitesse de transition Surf-Dérive

La déformation de la particule solide déformable peut d'abord induire un stockage d'énergie sous la forme d'énergie de déformation. La conservation de l'énergie mécanique de la particule solide déformable dans le référentiel de la vague mécanique entre l'instant où l'obstacle et l'anneau sont encore suffisamment éloignés l'un de l'autre et l'instant où la particule est au sommet de l'onde donne un équilibre entre les énergies cinétiques de translation et de rotation d'une part et les énergies potentielles de pesanteur et élastique de déformation d'autre part. Ainsi, le stockage de l'énergie conduirait à une valeur plus élevée de la vitesse de transition Surf-Dérive.

Sinon, la déformation de la particule solide déformable peut faciliter le passage de l'obstacle si sa relaxation après compression aide à compenser la hauteur de la vague. Or, on n'observe pas de déformation particulière de l'anneau lors de son élévation sur la pente de la vague, mais plutôt à sa descente de la vague, donc après le passage de l'obstacle. Ainsi, cet effet n'est pas à l'origine de la diminution de la vitesse Surf-Dérive en cas de déformation des particules.

Par contre, on observe qu'au sommet de la vague, l'anneau, déformé par la pesanteur, s'adapte à la forme de l'obstacle. Il présente en effet deux lobes, de part et d'autre du sommet de la vague. On a alors deux masses effectives, liées par un ressort représentatif de l'élasticité de l'anneau. Ainsi, si le premier lobe dépasse le sommet de la vague, il entraîne naturellement le second lobe. Ainsi, par ce mécanisme, la déformabilité de la particule favorise bien le régime de dérive.

4.3 Gouttes en Leidenfrost

Les expériences avec les gouttes en Leidenfrost sont réalisées sur les vagues gaussiennes indéformables.

4.3.1 Gouttes d'oxygène liquide

En Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique, une goutte d'oxygène liquide (de masse volumique $\rho = 1140$ kg.m^{-3} et de rayon caractéristique $R = \lambda_c = 1.1$ mm, longueur capillaire de l'oxygène liquide) assure le rôle de particule mécanique à faible frottement (compléments dans l'Annexe D).

4.3.2 Les deux régimes

D'abord, on retrouve les deux régimes de l'entraînement d'une particule par une onde dans le domaine mécanique pour les gouttes en Leidenfrost.

Ils sont présentés par des séquences d'images pour la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost sur une vague gaussienne indéformable sur la figure 4.26.

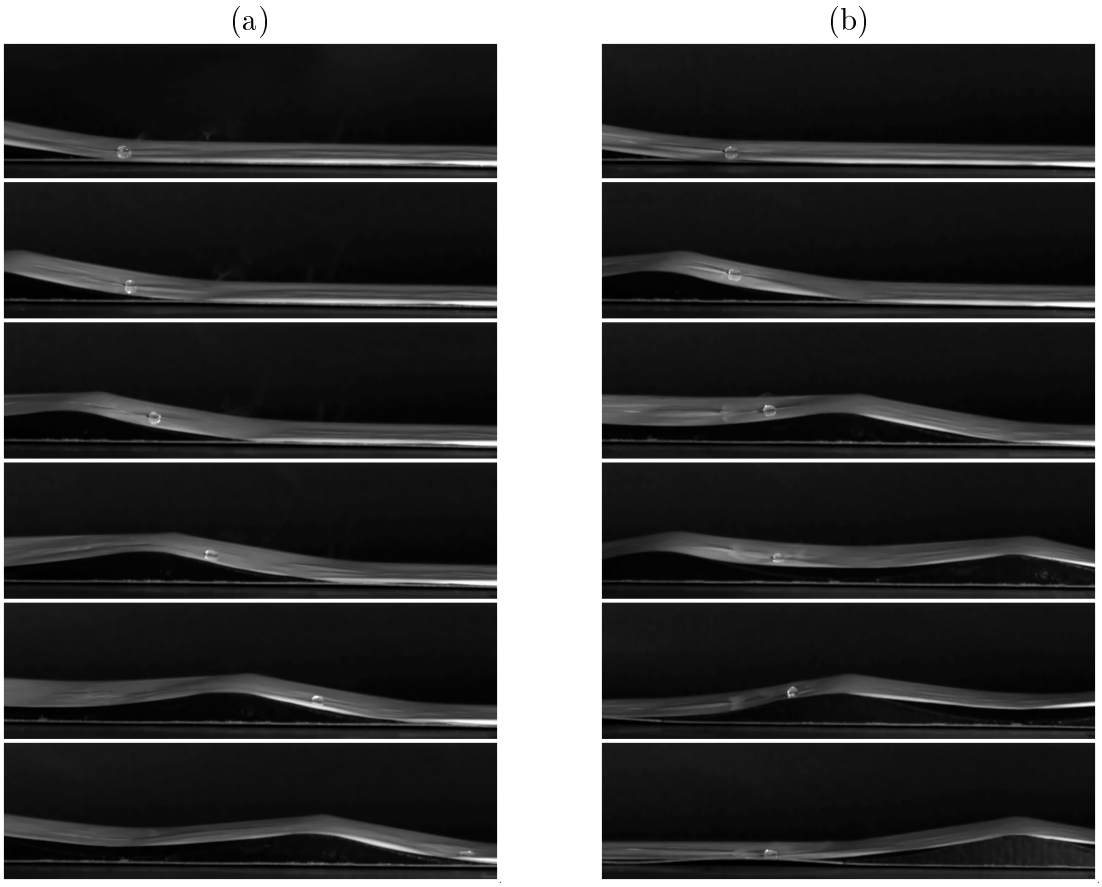


FIGURE 4.26 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost de volume capillaire ($R = \lambda_c$) sur une série de deux vagues de hauteur $H = 10$ mm. La vitesse de la vague est respectivement (a) $V = 7.7$ cm/s et (b) $V = 13$ cm/s (les pas de temps sont respectivement de (a) 375 ms et (b) 500ms).

La vague mécanique s'approche à vitesse constante de la goutte, la met en mouvement et l'emporte : c'est le régime de surf (figure 4.26 (a)). La vague mécanique s'approche à vitesse constante de la goutte, la met en mouvement et la dépasse : c'est le régime de dérive (figure 4.26 (b)).

Comme pour les autres particules, à hauteur de vague donnée, la goutte est capturée ou non suivant la vitesse de la vague mécanique : pour les vitesses les plus faibles, la goutte surfe (figure 4.26 (a)) tandis que pour les vitesses les plus importantes, elle dérive (figure 4.26 (b)).
À vitesse de vague donnée, la goutte est capturée ou non selon la hauteur de la vague mécanique : pour les hauteurs les plus grandes, la goutte surfe, pour les hauteurs les plus petites, elle dérive.

En tant que particule à faible frottement, on observe que la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost est extrêmement mobile à la surface de la bande élastique. Dans nos expériences, nous avons garanti une vitesse initiale des gouttes qui n'excède pas 10% de la vitesse de la vague et nous tenons de toute façon compte de cette vitesse initiale en ne représentant plus la vitesse absolue mais la vitesse relative de la vague et de la goutte.

4.3.3 Diagramme de transition

Expérimentalement, on retrouve qu'il existe une vitesse de transition V^*, en-dessous de laquelle les gouttes sont bien capturées par la vague mécanique, qui dépend principalement de la hauteur de la vague mécanique H.

Le diagramme de transition Surf-Dérive des gouttes en Leidenfrost sur la vague gaussienne indéformable est présenté sur la figure 4.27.

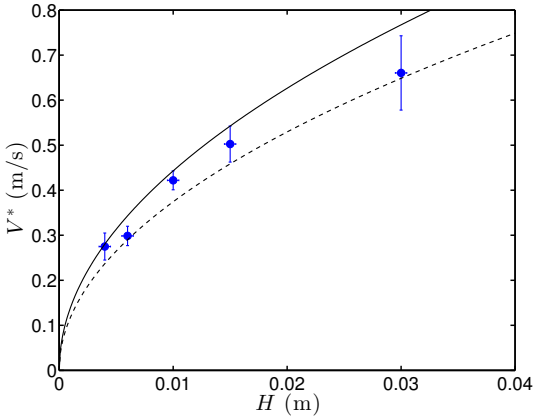


FIGURE 4.27 – Vitesse de transition V^* (en m/s) en fonction de la hauteur de la vague mécanique H (en m) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost de volume capillaire ($R = \lambda_c$). En trait plein, le modèle de glissement sans roulement et sans frottement est $V^* = \sqrt{2gH}$. En trait pointillé, le modèle avec un roulement sans glissement est $V^* = \sqrt{\frac{2gH}{1+J/MR^2}}$ avec $J/MR^2 = 2/5$ pour une sphère pleine.

En cas de glissement sans roulement et sans frottement, la vitesse de transition Surf-Dérive est de la forme : $V^* = \sqrt{2gH}$. Les résultats expérimentaux sont plutôt en bon accord avec ce modèle théorique (même si légèrement inférieurs, c'est-à-dire que la dérive est favorisée). L'écart au modèle peut être expliquée par une mise en rotation partielle et/ou les frottements résiduels (frottements visqueux dans le film de vapeur d'oxygène et inertiels de l'air sur la goutte).

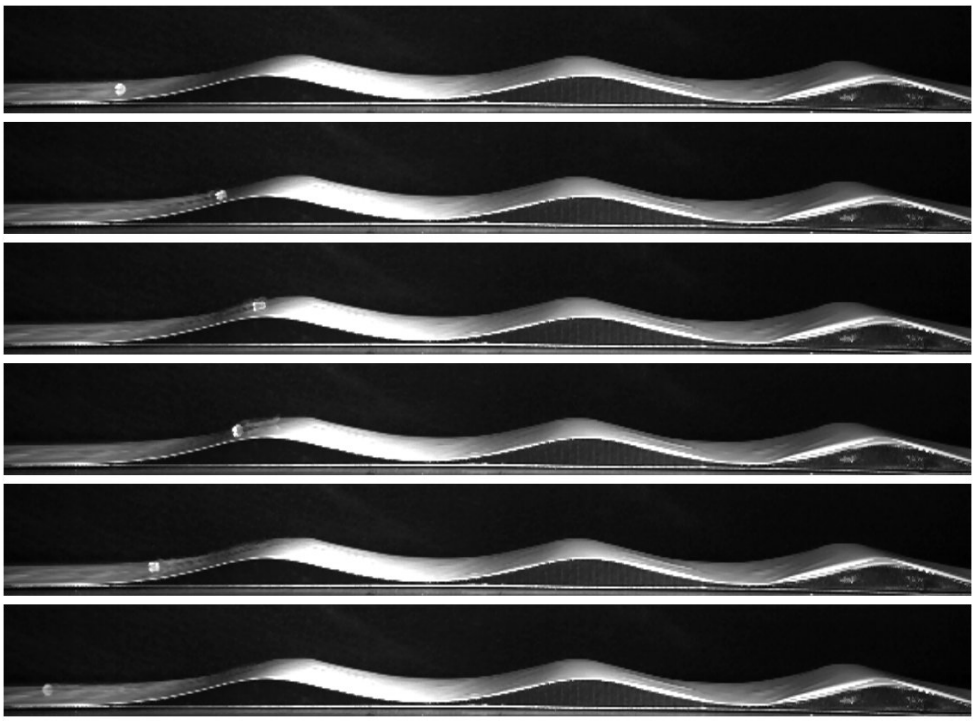
4.3.4 Changement de référentiel

On modifie alors le dispositif comme pour opérer à un changement de référentiel. La série de vagues mécaniques est désormais immobile et les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost sont lancées (lachées à différentes hauteurs sur un rail de lancement qui assure leur guidage jusqu'à la bande élastique). La vitesse relative entre l'onde et la particule est désormais la vitesse initiale des gouttes, considérée constante, à l'approche de l'obstacle immobile.

Le régime de surf est retrouvé quand la particule ne franchit pas la barrière d'énergie potentielle de pesanteur et le régime de dérive apparaît quand la particule franchit la barrière d'énergie potentielle de pesanteur.

Les deux régimes sont présentés pour la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost sur une série de trois vagues gaussiennes indéformables sur la figure 4.28.

(a)



(b)

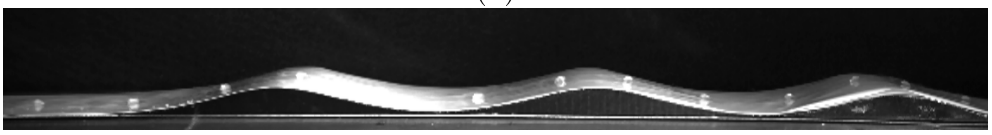


FIGURE 4.28 – (a) Séquences d'images (temps de haut en bas) du surf de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost de volume capillaire ($R = \lambda_c$) sur la série de 3 vagues mécaniques immobiles de hauteur $H = 10$ mm. La vitesse de la goutte est $V = 39.3$ cm/s (le pas de temps entre deux images est de 115 ms). (b) Superpositions d'images de la dérive de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost de volume capillaire ($R = \lambda_c$) sur la série de 3 vagues mécaniques immobiles de hauteur $H = 10$ mm. La vitesse de la goutte est $V = 60.4$ cm/s (le pas de temps entre deux images est de 60 ms).

La goutte s'approche à vitesse constante de la vague mécanique, s'élève sur la pente de la vague en déccélérant, s'arrête, et redescend la même pente de la vague en réaccélérant : c'est le régime de surf (figure 4.28 (a)).
La goutte s'approche à vitesse constante de la vague mécanique, s'élève sur la pente de la vague en décélérant, passe le sommet de la vague, et descend la pente suivante de la vague en ré-accélérant, puis s'élève sur la pente suivante de la vague en décélérant, passe le sommet suivant de la vague, et ainsi de suite : c'est le régime de dérive (figure 4.28 (b)). On note au passage que dans nos expériences, on n'a jamais observé une combinaison des régimes de dérive et de surf telle que la goutte dépasse un sommet (dérive) et ne dépasse pas le sommet suivant (surfe).

On peut toujours définir la vitesse de transition Surf-Dérive comme la vitesse relative entre la goutte et la vague, en-dessous de laquelle la goutte surfe, et au-dessus de laquelle la goutte dérive.

Le diagramme de transition Surf-Dérive des gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost est présenté sur la figure 4.29.

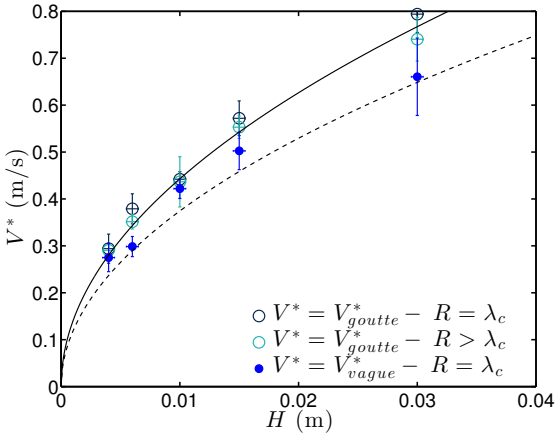


FIGURE 4.29 – Vitesse de transition V^* (en m/s) entre les deux régimes pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost, de volume capillaire ($R = \lambda_c$) et de volumes supérieurs au volume capillaire ($R > \lambda_c$), lancées sur la série de vagues mécaniques immobiles ($V^* = V^*_{goutte}$) de différentes hauteurs H (en m). Les résultats expérimentaux de la figure 4.27 ($V^* = V^*_{vague}$) sont à nouveau représentés, pour comparaison. En trait plein, le modèle de glissement sans roulement et sans frottement est $V^* = \sqrt{2gH}$. En trait pointillé, le modèle avec un roulement sans glissement est $V^* = \sqrt{\frac{2gH}{1+J/MR^2}}$ avec $J/MR^2 = 2/5$ pour une sphère pleine.

Les vitesses de transition Surf-Dérive pour les gouttes d'oxygène liquide de volumes supérieurs au volume capillaire sont toujours légèrement inférieures aux vitesses de transition pour les gouttes de volume capillaire. On peut supposer que la déformation plus marquée des gouttes les plus volumineuses, sont à l'origine de cette différence. Une étude quantitative pourrait être menée en étudiant la vitesse de transition Surf-Dérive pour des gouttes lancées dont on mesure précisément le volume.

Le modèle de glissement sans roulement et sans frottement, $V^* = \sqrt{2gH}$, est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les gouttes d'oxygènes liquides lancées sur les vagues mécaniques immobiles. On peut supposer que l'écart au modèle (toujours moins de 15%) pour les gouttes immobiles avec la vague mécanique en mouvement est due à la mise en rotation de la goutte.

Finalement, on constate que le changement de référentiel n'influence que très peu les vitesses de transition Surf-Dérive. Pour l'étude du régime de surf et de dérive des gouttes en Leidenfrost. Dans la partie suivante, on rassemble les résultats expérimentaux des deux situations : les gouttes immobiles et la vague mécanique en mouvement et les gouttes lancées sur la vague mécanique immobile.

4.3.5 Régimes de Surf et de Dérive

Régime de Surf

Dans la situation des gouttes immobiles et de la vague mécanique en mouvement, la vitesse de surf V_s est la vitesse de la goutte dans le référentiel de la vague en mouvement à la vitesse V (figure 4.30 (a)). Dans la situation des gouttes lancées sur la vague mécanique immobile, la vitesse de surf V_s est la norme de la vitesse de la goutte lorsqu'elle redescend la pente qu'elle avait approchée à la vitesse V (figure 4.30 (b)).

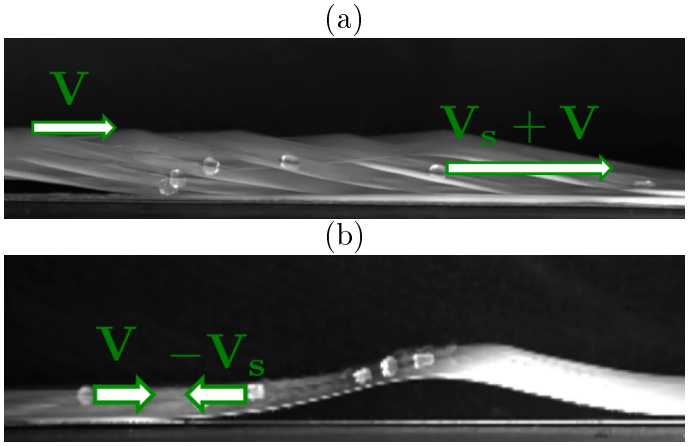


FIGURE 4.30 – Superposition d'images du surf de la goutte sur la vague mécanique (a) en mouvement et (b) immobile. Définition des vitesses de la vague mécanique et de la goutte dans le référentiel terrestre.

L'évolution de la vitesse de surf V_s en fonction de la vitesse V ($V < V^*$ dans le régime de surf) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost immobiles sur la vague mécanique en mouvement ou lancées sur la vague mécanique immobile est présentée sur la figure 4.31.

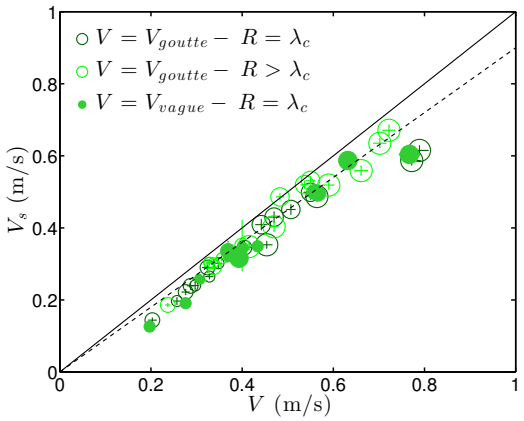


FIGURE 4.31 – Vitesse de surf V_s (en m/s) en fonction de la vitesse V (en m/s) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost, de volume capillaire ($R = \lambda_c$) et de volumes supérieurs au volume capillaire ($R > \lambda_c$), lancées sur les vagues mécaniques immobiles ($V = V_{goutte}$), et les gouttes immobiles sur la vague mécanique en mouvement ($V = V_{vague}$). Les hauteurs des vagues mécaniques sont $H = 6 - 10 - 15 - 30$ mm. En trait plein, la courbe linéaire est de pente 1 et en trait pointillé, la courbe linéaire est avec une erreur de 10% sur la pente.

Dans les deux situations, pour toutes les gouttes et toutes les hauteurs de vague, la vitesse de surf V_s est de l'ordre de la vitesse V.

Autrement dit, dans la situation des gouttes lancées sur la vague mécanique immobile, la goutte redescend la pente de la vague à la même vitesse qu'elle l'a montée. Dans la situation des gouttes immobiles et de la vague mécanique en mouvement, la vitesse de la goutte est deux fois la vitesse de la vague dans le référentiel terrestre.

Le modèle de conservation de l'énergie mécanique de la particule dans le référentiel de l'onde est donc toujours en bon accord avec nos résultats expérimentaux. Ce modèle avait été mis en place pour les particules solides indéformables en roulement sans glissement mais était bien indépendant de la mise en rotation des particules (comme le moment d'inertie des particules qui intervenait dans l'équilibre des énergies s'annulait avec le moment d'inertie des particules qui intervenait dans la vitesse de transition).

Régime de Dérive

Dans la situation des gouttes immobiles et de la vague mécanique en mouvement, la vitesse de dérive V_d est la vitesse moyenne de la goutte dans le référentiel de la vague en mouvement à la vitesse V (figure 4.32 (a)). Dans la situation des gouttes lancées sur la vague mécanique immobile, la vitesse de surf V_d est la vitesse moyenne de la goutte lorsqu'elle franchit les vagues qu'elle avait approchées à la vitesse V (figure 4.32 (b)).

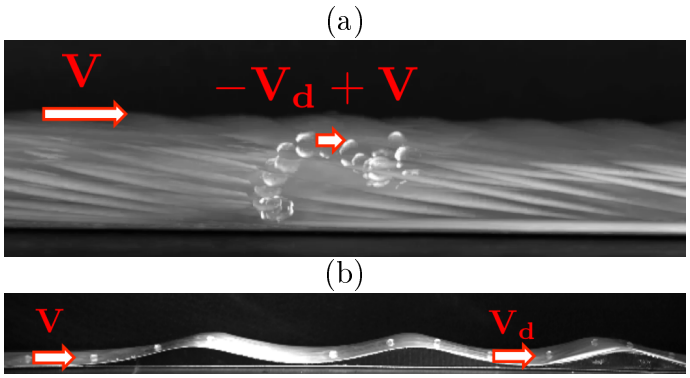


FIGURE 4.32 – Superposition d'images de la dérive de la goutte sur la vague mécanique (a) en mouvement et (b) immobile. Définition des vitesses de la vague mécanique et de la goutte dans le référentiel terrestre.

L'évolution de la vitesse de dérive V_d en fonction de la vitesse V ($V > V^*$ dans le régime de dérive) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost immobiles sur la vague mécanique en mouvement est présentée sur la figure 4.33.

Pour toutes les gouttes, la vitesse de dérive V_d est de l'ordre de, légèrement inférieure à, la vitesse V.

Autrement dit, dans la situation des gouttes immobiles et de la vague mécanique en mouvement, la propulsion de la goutte est bien dans le sens des vagues et la vitesse moyenne de la goutte est toute petite devant la vitesse des vagues. On peut supposer que dans la situation des gouttes lancées sur la vague mécanique immobile, la vitesse moyenne de la goutte qui monte et descend les différentes vagues est comparable à sa vitesse initiale.

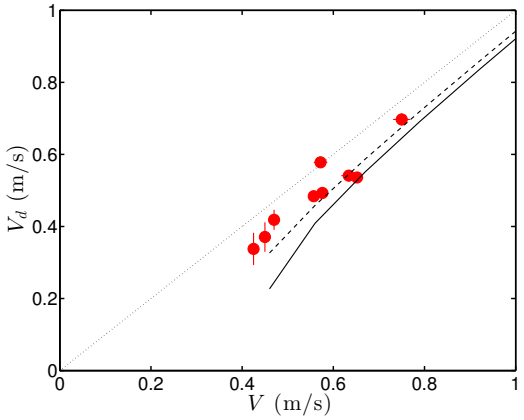


FIGURE 4.33 – Vitesse de dérive V_d (en m/s) en fonction de la vitesse V (en m/s) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost immobiles sur la vague mécanique en mouvement. La hauteur des vagues mécaniques est $H = 10$ mm. Les modèles théoriques sont issus de la mise en équation de l'étude dynamique résolue numériquement pour le cas de la vague gaussienne : en trait plein, sans rotation et en trait pointillé, avec rotation.

Le modèle théorique qui permet de résoudre numériquement la vitesse de dérive en fonction de la vitesse de la vague est donc toujours en plutôt bon accord avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, il ne permet pas de conclure quantitativement sur la mise en rotation éventuelle de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost lors de son interaction avec la vague mécanique.

On s'intéresse alors au cas de l'antivague pour compléter notre étude de la dérive des gouttes en Leidenfrost sur les vagues mécaniques.

4.3.6 Antivagues

Les profils gaussiens pleins inversés de hauteur $H = -10$ mm sont utilisés pour étudier le cas d'une antivague pour les gouttes en Leidenfrost.

Ce changement de dispositif nous permet l'étude de l'entraînement de particules, en glissement, supposé sans roulement et à très faible frottement, par un puits de d'énergie potentielle de pesanteur.

Le comportement de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost sur l'antivague est présenté sur la figure 4.34.

On observe expérimentalement que la goutte ressort du puits d'énergie potentielle de pesanteur quelque soit la vitesse de la vague mécanique. Autrement dit, dans le cas de l'antivague, on observe seulement le régime de dérive.

La goutte a un comportement oscillant dont la vitesse moyenne est dans le sens opposé à celui de l'antivague. On définit la vitesse de dérive V_d pour l'antivague en mouvement comme la norme de la vitesse moyenne de la goutte dans le référentiel de l'antivague de vitesse V (figure 4.35 (a)). Dans la situation des gouttes lancées sur l'antivague mécanique immobile, la vitesse de dérive V_d est la vitesse moyenne de la goutte lorsqu'elle ressort des antivagues qu'elle avait approchées à la vitesse V (figure 4.35 (b)).

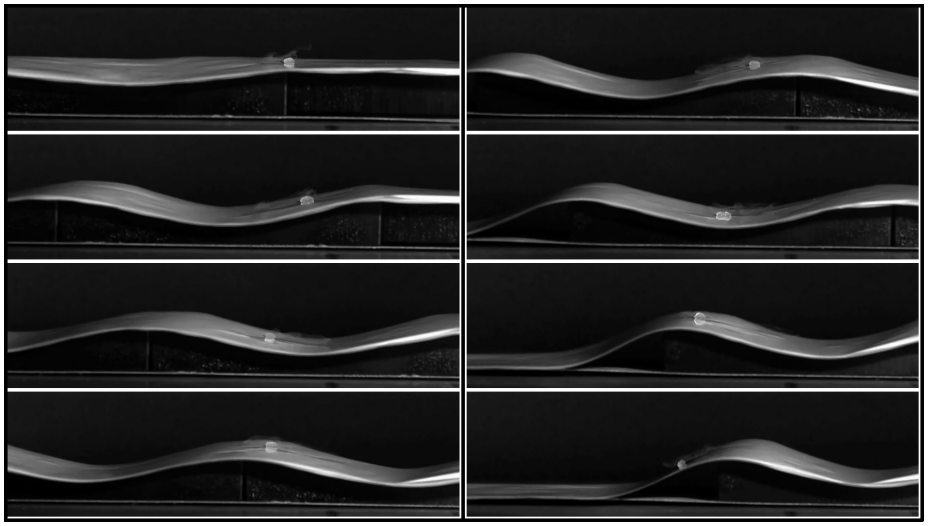


FIGURE 4.34 – Séquence d'images (temps de haut en bas, à gauche puis à droite) de la dérive de la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost de volume capillaire ($R = \lambda_c$) sur la série de 2 antivagues de hauteur $H = -10$ mm. La vitesse de la vague est $V = 7.6$ cm/s (le pas de temps entre deux images est de 470 ms).

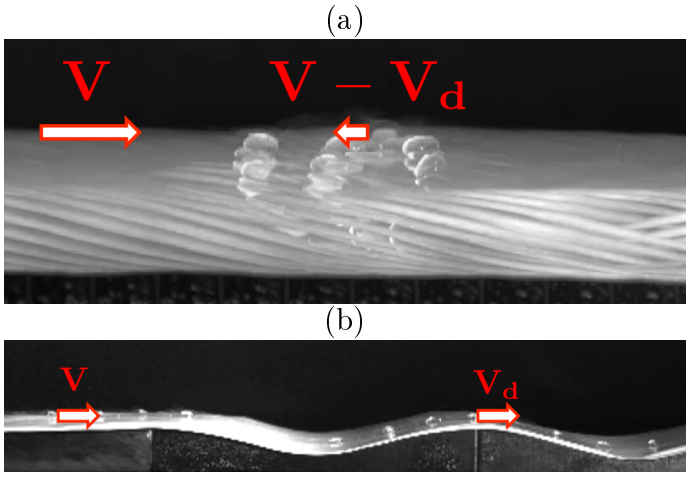


FIGURE 4.35 – Superposition d'images de la dérive de la goutte sur l'antivague mécanique (a) en mouvement et (b) immobile. Définition des vitesses de l'antivague mécanique et de la goutte dans le référentiel terrestre.

L'évolution de la vitesse de dérive V_d en fonction de la vitesse V pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost immobiles sur l'antivague mécanique en mouvement ou lancées sur l'antivague mécanique immobile est présentée sur la figure 4.36.

Dans les deux situations et pour toutes les gouttes, la vitesse de dérive V_d est de l'ordre de, légèrement supérieure à, la vitesse V.

Autrement dit, dans la situation des gouttes lancées sur l'antivague mécanique immobile, la vitesse moyenne de la goutte qui monte et descend les différentes antivagues est sa vitesse initiale. Dans la situation des gouttes immobiles et de l'antivague mécanique en mouvement, la propulsion des gouttes est bien dans le sens opposé à celui des antivagues et la vitesse moyenne de la goutte dans le référentiel terrestre est toute petite de devant la vitesse des antivagues.

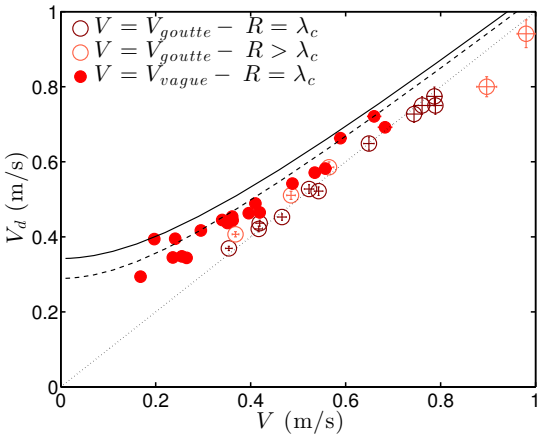


FIGURE 4.36 – Vitesse de dérive V_d (en m/s) en fonction de la vitesse V (en m/s) pour les gouttes d'oxygène liquide en Leidenfrost, de volume capillaire ($R = \lambda_c$) et de volumes supérieurs au volume capillaire ($R > \lambda_c$), lancées sur les antivagues mécaniques immobiles ($V = V_{goutte}$), et les gouttes immobiles sur l'antivague mécanique en mouvement ($V = V_{vague}$). La hauteur des antivagues mécaniques est $H = -10$ mm. Les modèles théoriques sont issus de la mise en équation de l'étude dynamique résolue numériquement pour le cas de la vague gaussienne : en trait plein, sans rotation et en trait pointillé, avec rotation.

Le modèle théorique qui permet de résoudre numériquement la vitesse de dérive en fonction de la vitesse de la vague est donc toujours en plutôt bon accord avec les résultats expérimentaux.

Pour finir, dans le cas de la vague, la goutte est déccélérée à mesure qu'elle s'élève sur la pente de la vague ce qui entraîne qu'elle peut ne pas franchir la barrière d'énergie potentielle de pesanteur ($V > V^*$ dans le régime de dérive) et que se vitesse de dérive moyenne est de l'ordre mais légèrement inférieure à la vitesse V ($V_d \geq V$). Dans le cas de l'antivague, la goutte est accélérée à mesure qu'elle descend la pente de l'antivague ce qui entraîne qu'elle peut sortir du puits d'énergie potentielle de pesanteur quelque soit la vitesse V et que se vitesse de dérive moyenne est de l'ordre mais légèrement supérieure à la vitesse V ($V_d \leq V$). Ainsi, la comparaison entre les expériences de dérive des gouttes en Leidenfrost sur les vagues et les antivagues mécaniques nous a permis de compléter notre étude de l'interaction entre les particules à faible frottement que sont les gouttes en Leidenfrost et une onde mécanique.

Conclusion du Surf mécanique

Nous nous sommes intéressés au phénomène d'entraînement de particules par des ondes avec une approche expérimentale et une étude théorique dans le domaine mécanique.

Nous avons donc mis en place un dispositif expérimental pour étudier l'entraînement de particules par une vague mécanique. Des sphères ou des cylindres, pleins ou creux, de différentes matières, masses et dimensions et donc de différents moments d'inertie, sont utilisés en tant que particules solides indéformables. Plusieurs anneaux de polymères élastiques sont testés en tant que particules solides déformables. En Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique, une goutte d'oxygène liquide assure finalement le rôle de particule mécanique déformable à faible frottement.
La vague mécanique est une bande élastique immobile sous-laquelle est déplacé un obstacle : soit un cylindre pour créer une vague déformable, soit un profil plein pour créer une vague indéformable. La vitesse ainsi que la hauteur de la vague mécanique influencent le comportement des particules.

On a d'abord retrouvé les deux régimes d'entraînement d'une particule par une onde pour toutes les particules mécaniques, à savoir le régime de surf (la particule est capturée par la vague) et le régime de dérive (la particule n'est pas capturée par la vague). Le régime dépend d'abord de la vitesse et de la hauteur de la vague mécanique, comme dans le domaine hydrodynamique. Par contre, le profil de la vague (et donc même la pente) ne joue pas de rôle sur le seuil de capture de la particule par l'onde. Nous avons même montré pour les particules solides indéformables que la déformation de la vague mécanique, n'influait pas sur la transition Surf-Dérive.

La transition Surf-Dérive dépend aussi de la nature et des caractéristiques de la particule. Quand elles sont mises en mouvement par la vague, les particules n'ont en effet pas le même comportement.
D'abord, les particules solides indéformables sont en roulement sans glissement. Or, la condition de roulement sans glissement sur un plan incliné d'un solide qui présente au moins une courbure est telle que l'angle de la pente doit devenir comparable au facteur de résistance au roulement global mais doit rester inférieur au coefficient de frottement dynamique de l'objet sur la surface. Aussi, si la pente de la vague n'est pas suffisante pour garantir le roulement, l'objet n'est pas mis en mouvement au passage de la vague : il n'y a ni surf, ni dérive. Et, si la pente de la vague permet le roulement avec glissement, alors les frottements dynamiques entreront en jeu et la dissipation énergétique qu'ils occasionneraient pourrait modifier le seuil de transition Surf-Dérive et en particulier favoriser la dérive.
Ensuite, les particules solides déformables sont aussi en roulement sans glissement et leur mise en rotation est même permise par leur déformabilité : sous l'effet de la pesanteur, les anneaux se dissymétrisent dans la pente de la vague, ainsi leur moment d'inertie est modifié, favorisant leur mise en rotation. Si le contact entre les objets solides indéformables et la surface de la bande élastique peut être modélisé un point (sphères/plan) ou ligne (cylindres/plan), le contact entre les anneaux et la bande élastique est une surface comme les anneaux déformables s'adaptent à la forme de l'obstacle, déformés par la pesanteur. On a d'ailleurs montré que la déformation des anneaux au sommet de la vague est la raison pour laquelle le régime de dérive est favorisé.

Pour finir, les gouttes sont aussi, par leur nature liquide, déformables, mais l'effet Leidenfrost les rend extrêmement mobiles et favorise le glissement face au roulement lors de leur mise en mouvement. Ainsi, pour les gouttes, le régime de surf est favorisé.

Finalement, la pente de la vague intervient au niveau de la possible mise en mouvement des objets. On note aussi que la minimisation des frottements (en cas de roulement sans glissement pour les objets solides déformables et indéformables et en cas de glissement à faible frottement pour les gouttes liquides en Leidenfrost) est essentielle pour le phénomène d'entraînement de particules par une barrière d'énergie potentielle de pesanteur.

L'étude du phénomène d'entraînement de particules par une onde dans le domaine mécanique nous a aussi permis de nous intéresser plus particulièrement aux régimes de surf et de dérive, notamment pour les solides indéformables et les gouttes.
Dans le régime de surf, la particule ne franchit pas la barrière d'énergie potentielle de pesanteur. Le régime de surf est en effet caractérisé par une propulsion efficace de la particule par l'onde à une vitesse de l'ordre de deux fois la vitesse de la vague. Comme la particule va plus vite que l'onde, elle la dépasse. Dans le cas éventuel de glissement, les frottements dynamiques la ralentiront, voire la stopperont. On peut imaginer que la vague toujours à vitesse constante rattraperait la particule et pourrait la remettre en mouvement (nécessairement en régime de surf à nouveau). Dans ces conditions, le régime de surf serait un régime de propulsion par oscillation.
Dans le régime de dérive, la particule franchit la barrière d'énergie potentielle de pesanteur. Le régime de dérive est en effet caractérisé par une propulsion par oscillation dans le sens de la vague mécanique, synchronisée avec les vagues et dont la vitesse moyenne est négligeable devant la vitesse des vagues.

Parallèlement, l'étude théorique de ce phénomène dans le domaine mécanique a été menée. La résolution numérique de l'équation générale issue de la modélisation dynamique du système nous permet de décrire l'ensemble du comportement du système onde-particule mécanique. La résolution dans le cas d'un plan incliné d'angle constant et de hauteur finie a été menée analytiquement. L'approche globale par la modélisation énergétique du système nous a aussi permis de retrouver et montrer que la vitesse de transition Surf-Dérive ne dépend pas de la forme de la vague mécanique et que la vitesse de la particule dans le régime de surf était aussi indépendante de la forme de la vague et du comportement de la particule (roulement sans glissement ou glissement sans frottement). L'ensemble des modèles théoriques est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Par ailleurs, pour les gouttes en Leidenfrost, le dispositif expérimental a été modifié comme pour opérer à un changement de référentiel qui nous a permis de mieux appréhender les régimes de surf et de dérive de ces particules sur les vagues mécaniques.

Pour finir, le dispositif expérimental a aussi été adapté pour étudier le cas d'une antivague, autrement dit d'un puits d'énergie potentielle de pesanteur. Nous avons observé que la goutte a un comportement oscillant dont la vitesse moyenne est dans le sens opposé à celui de l'antivague. Ces particules à faible frottement ressortent toujours de l'antivague : le régime de surf d'une antivague mécanique est impossible.

Finalement, la question de l'entraînement de particules par un puits d'énergie potentielle est développée dans le domaine magnétique dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Dans le domaine magnétique

(a) (b)

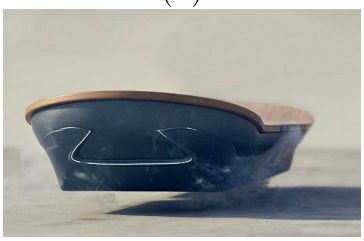


FIGURE 5.1 – (a) Le prototype Mag Surf a été développé par l'équipe Squap du Laboratoire matériaux et phénomènes quantiques de l'Université Paris-Diderot [37]. (b) Le Hoverboard Slide de Lexus a été présenté en août 2015 au skate-parc magnétique aménagé à Barcelone [77]. Des éléments supraconducteurs (faits de cuprate YBaCuO) refroidis à -177^{o}C (à l'azote liquide) sont incorporés dans la planche. Au-dessus d'un rail d'aimants permanents, le phénomène de lévitation supraconductrice apparaît (effet Meisner) lui permettant de glisser sans frottement [9].

Sommaire

Surf magnétique en laboratoire **126**

5.1 Diagramme de phase et transition **130**

5.1.1 Les deux régimes 130

5.1.2 Diagrammes de phase 131

5.1.3 Etude énergétique 132

5.1.4 Transition Surf-Dérive des particules magnétiques 134

5.2 Surf magnétique **136**

5.2.1 Propulsion par oscillation 136

5.2.2 Vitesse moyenne de surf 137

5.2.3 Pulsation des oscillations de surf 137

5.3 Dérive magnétique **138**

5.3.1 Propulsion inversée 138

5.3.2 Vitesse moyenne de dérive 139

5.3.3 Oscillations de dérive de la bille 141

Conclusion **143**

Surf magnétique en laboratoire

Un aimant permanent génère un champ magnétique qui agit comme un puits d'énergie potentielle pour des particules paramagnétiques (telle qu'une goutte d'oxygène liquide) ou ferromagnétiques (comme une bille métallique solide) [9].

Nous étudions le comportement d'une particule magnétique (goutte d'oxygène liquide ou bille métallique solide) déposée sur une surface lisse horizontale (plaque de verre d'épaisseur 3 mm) à une distance z d'une série d'aimants permanents tractés le long d'un rail par un moteur via un câble inextensible à la vitesse V_a (figure 5.2).

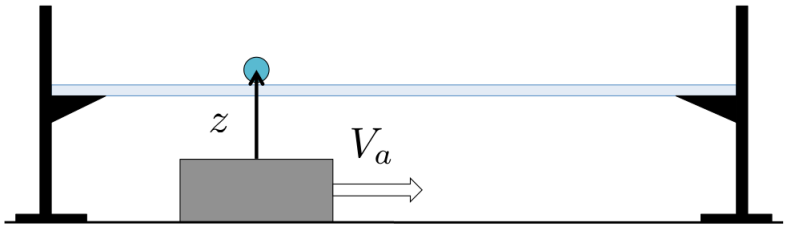
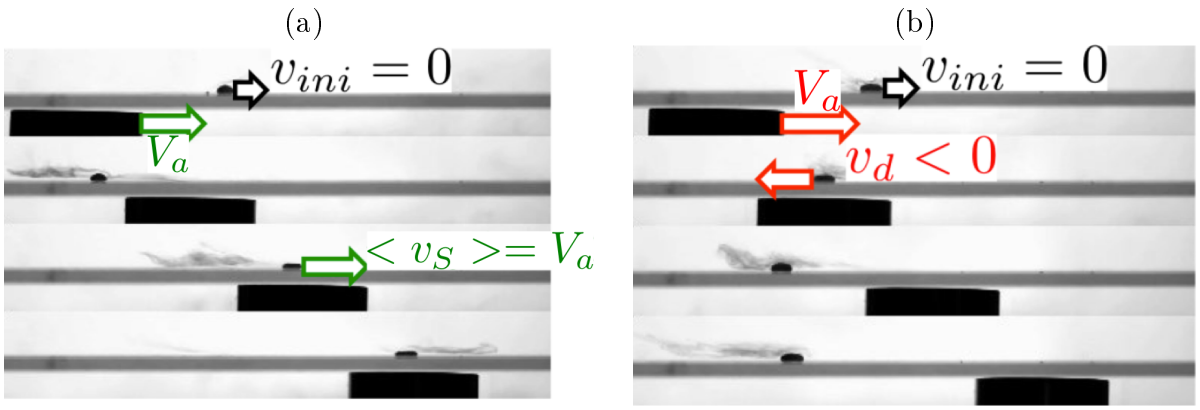


FIGURE 5.2 – Schéma du dispositif expérimental. V_a est la vitesse de la vague magnétique, z est la distance entre l'aimant et la particule magnétique.

Les paramètres physiques pertinents sont la vitesse de la vague magnétique V_a et l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule $B(z)$. Le dispositif expérimental permet d'avoir une gamme de vitesse de l'aimant de l'ordre de $V_a \sim 0$ - 50 cm/s et d'intensité du champ magnétique au niveau de la particule de l'ordre de $B(z) \sim 0$ - 350 mT.

Le dispositif expérimental d'étude du surf magnétique a été développé en collaboration Clotilde Letreste.

Quand l'aimant approche la particule, on observe à nouveau deux régimes (figure 5.3).



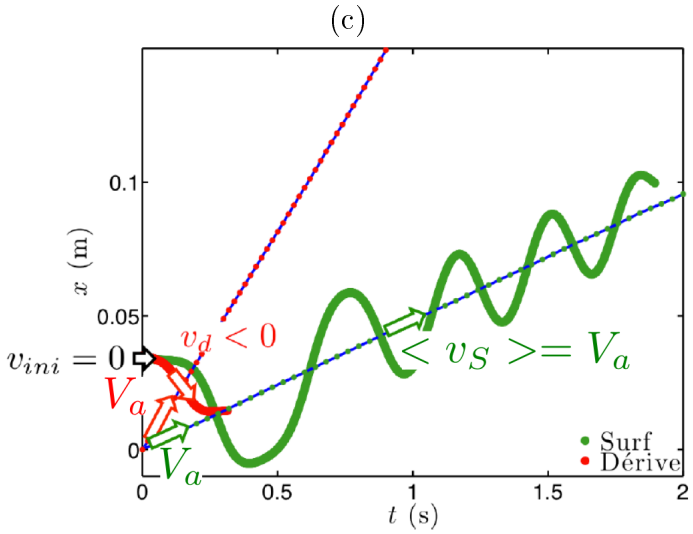


FIGURE 5.3 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive d'une goutte d'oxygène liquide (de masse volumique $\rho = 1140$ kg/m^3 et de taille caractéristique $\lambda_c = 1.1$ mm, longueur capillaire de l'oxygène liquide) au-dessus ($z = 3$ mm) d'un aimant permanent (en NdFeB de champ rémanent $B_r = 1.32$ T, cylindrique de diamètre $D = 3$ cm et d'épaisseur $e = 1$ cm) en translation rectiligne uniforme horizontale. La vitesse de translation de l'aimant est respectivement (a) $V_a = 5$ cm/s et (b) $V_a = 16$ cm/s. (c) Trajectoires de la goutte (en vert, dans le régime de surf; en rouge, de dérive) et des vagues magnétiques associées (en bleu, le centre de l'aimant). Dans les deux régimes, la vitesse initiale des gouttes est nulle ($v_{ini} = 0$). La vitesse de la vague dans le régime de dérive est plus grande que la vitesse de la vague dans le régime de surf. Dans le régime de surf, la goutte présente un mouvement oscillant dont la vitesse moyenne est la vitesse de la vague ($< v_s >= V_a$). Dans le régime de dérive, le centre de l'aimant dépasse la goutte dont la vitesse est dans le sens inverse au déplacement de l'aimant ($v_d < 0$).

Soit la goutte présente un mouvement oscillant autour du centre de l'aimant avec une vitesse moyenne égale à la vitesse de la vague. La particule est capturée par la vague : c'est le régime de surf (figure 5.3 (a)). Sinon, le centre de l'aimant dépasse la particule dont la vitesse est dans le sens inverse au déplacement de l'aimant. La particule n'est pas capturée par la vague : c'est le régime de dérive (figure 5.3 (b)). Les trajectoires de la particule sur les vagues dans le régime de dérive et de surf sont présentées sur la figure 5.3 (c).

On cherche à comprendre la transition Surf-Dérive et déterminer les caractéristiques des deux régimes dans cette nouvelle situation.

Particules magnétiques

Gouttes d'oxygène liquide

Paramagnétique (de susceptibilité magnétique $\chi = 0.0035$) et en Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique, une goutte d'oxygène liquide (de masse volumique $\rho = 1140$ kg/m^3 et de taille caractéristique $\lambda_c = 1.1$ mm, longueur capillaire de l'oxygène liquide) assure le rôle de particule magnétique à faible frottement (figure 5.4 (a)) (compléments dans l'Annexe D).

(a) (b)

FIGURE 5.4 – Particule magnétique déposée à la surface d'une plaque de verre (d'épaisseur 3 mm) au-dessus de l'aimant permanent cylindrique de diamètre $D = 3$ cm (en noir). (a) La goutte d'oxygène liquide est une particule magnétique déformable mais à faible frottement. La distance entre la goutte et l'aimant est $z = 1.1$ cm. (b) La bille métallique solide est une particule magnétique indéformable mais en contact avec la plaque de verre (ce qui suppose des frottements solide-solide). La distance entre la bille et l'aimant est $z = 2.4$ cm.

Bille métallique solide

Ferromagnétique (de susceptibilité magnétique $\chi = 1.6$), une bille métallique solide (de masse volumique $\rho = 7813$ kg/m^3 et de diamètre $d = 5$ mm) assure le rôle de particule magnétique indéformable (figure 5.4 (b)). On a mesuré la susceptibilité magnétique de la bille χ par la méthode de Gouy [64].

Ainsi, les deux particules magnétiques utilisées permettent d'étudier l'influence de la déformation et des frottements dans l'étude du Surf magnétique. Il convient de présenter les similitudes et d'insister sur les écarts dans leur comportement qu'impliquent leurs différentes propriétés.

La gamme des paramètres expérimentaux pour la vague et les particules magnétiques est récapitulée dans le tableau de la figure 5.5.

Paramètres	Goutte	Bille
ρ (kg.m^{-3})	1140	7813
χ	0.0035	1.6
$d/2$ (mm)	$\lambda_c = 1.1$	2.5
D (cm)	3	
e (cm)	1	
B_r (T)	1.32	
V_a (cm.s^{-1})	0 - 20	0 - 50
$B(z)$ (mT)	0 - 300	0 - 50

FIGURE 5.5 – Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux. ρ, χ et $d/2$ sont la masse volumique, la susceptibilité magnétique et la taille de la particule magnétique. D, e et B_r sont le diamètre, l'épaisseur et le champ rémanent de l'aimant permanent cylindrique. V_a et $B(z)$ sont la vitesse de l'aimant et l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule.

Vague magnétique

Une série (de 1 à 8) d'aimants permanents (en NdFeB de champ rémanent $B_r = 1.32$ T, cylindrique de diamètre $D = 3$ cm et d'épaisseur $e = 1$ cm dont les pôles sont aux faces parallèles du cylindre) en mouvement de translation uniforme permet de créer une vague magnétique (en tant que déplacement d'une source d'énergie potentielle magnétique).

Nous nous intéressons à la forme du champ magnétique autour de l'aimant pour caractériser la vague magnétique.

L'intensité du champ magnétique créée par l'aimant permanent utilisé est présentée sur la figure 5.6.

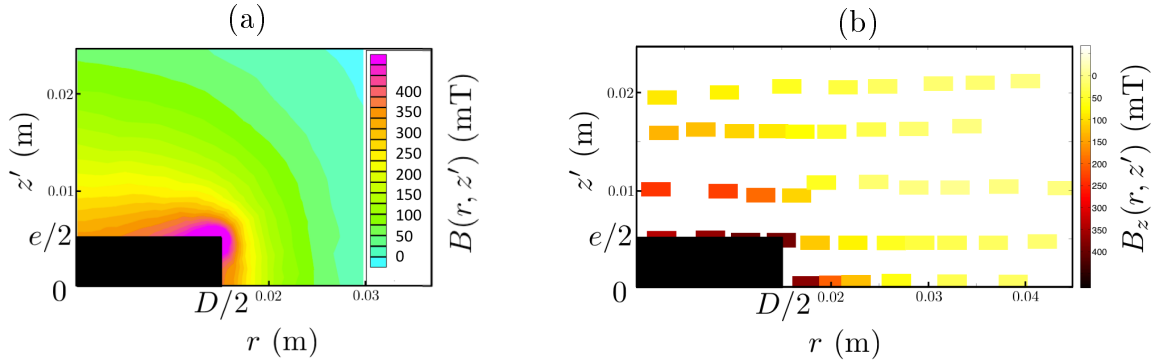


FIGURE 5.6 – Intensité du champ magnétique autour de l'aimant permanent (en NdFeB de champ rémanent $B_r = 1.32$ T, cylindrique de diamètre $D = 3$ cm et d'épaisseur $e = 1$ cm) en coupe (z=0, r=0 est le centre géométrique de l'aimant cylindrique) (a) Valeurs théoriques du champ magnétique $B(r,z')$ (en mT) par simulation numérique (Logiciel F.E.M.M. Finite Element Method Magnetics). (b) Mesures expérimentales de la composante verticale du champ magnétique $B_z(r,z')$ (en mT) au teslamètre.

On retrouve d'abord que le champ magnétique décroît bien quand on s'éloigne de l'aimant. On note aussi que la décroissance est beaucoup plus rapide dans la direction radiale (horizontalement sur la figure 5.6) que dans la direction axiale (verticalement sur la figure 5.6). Pour finir, on remarque sur la figure 5.6 (a) qu'au-dessus de l'aimant les lignes isochamp sont presque parallèles à la surface de l'aimant (donc $B(r,z') \approx B_z(r,z')$) et que les valeurs mesurées expérimentalement sont en bon accord avec les valeurs numériques (juste au-dessus de l'aimant $B_z(z' = e/2) \approx 350$ mT, et typiquement à une épaisseur d'aimant au-dessus $B_z(z' = e/2 + e) \approx 100$ mT).

Ainsi, on peut ne considérer que le champ magnétique au-dessus de l'aimant et on le confond avec la composante verticale du champ magnétique sur l'axe de l'aimant qui ne dépend que de la distance à l'aimant suivant la formule analytique :

$$B_z(z) = \frac{B_r}{2}\left(\frac{e+z}{\sqrt{(D/2)^2+(e+z)^2}} - \frac{z}{\sqrt{(D/2)^2+z^2}}\right)$$

avec $z = z' - e/2$, l'origine des altitudes est pris à la surface supérieure de l'aimant.
L'intensité de la composante verticale du champ magnétique créé par l'aimant permanent sur son axe est présentée sur la figure 5.7 (a).

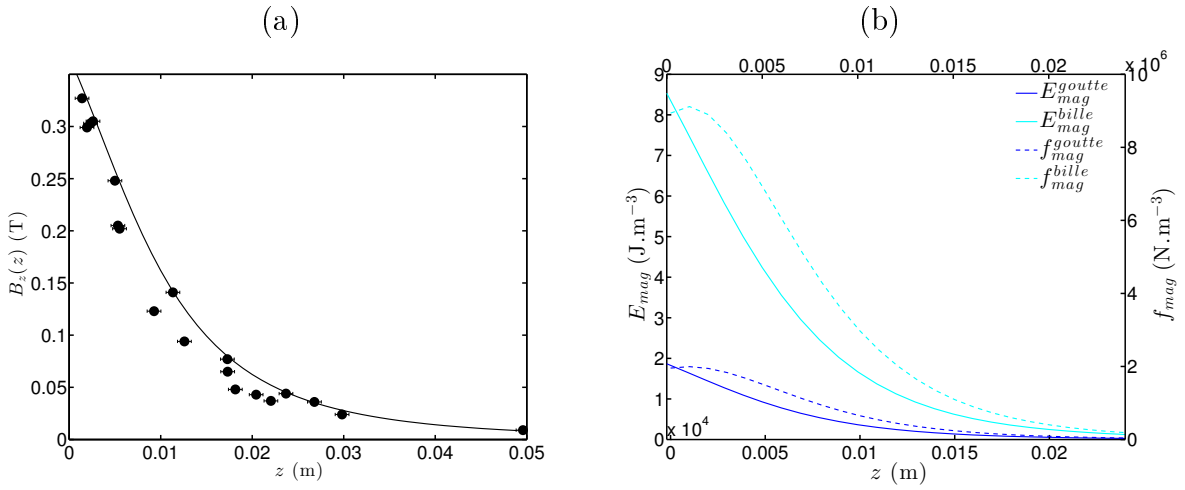


FIGURE 5.7 – (a) Intensité de la composante verticale du champ magnétique sur l'axe de révolution de l'aimant cylindrique B_z (en T) en fonction de la distance à l'aimant z (en m) ($z = 0$ correspond à la surface supérieure de l'aimant). Les points sont les données expérimentales mesurées au teslamètre et la courbe continue est issue de la formule analytique. (b) Energie magnétique volumique E_{mag} (en J.m^{-3}) et force magnétique volumique f_{mag} (en N.m^{-3}) dans la goutte et dans la bille (les valeurs de l'énergie et de la force pour la goutte ont été multipliées par 100 pour devenir comparables à celles de la bille).

On peut alors en déduire l'énergie magnétique volumique et la force magnétique volumique pour la goutte et la bille. L'énergie et la force exercée par l'aimant qui crée un champ magnétique $B_z(z)$ sur la particule de susceptibilité magnétique χ à une distance z deviennent :

$$E_{mag}(z) = -\frac{\chi}{2\mu_0} B_z(z)^2 \text{ et } f_{mag}(z) = -\frac{dE_{mag}(z)}{dz}$$

L'énergie magnétique volumique et la force magnétique volumique pour la goutte et la bille sont présentées sur la figure 5.7 (b) (les valeurs de l'énergie et de la force pour la goutte ont été multipliées par 100 pour devenir comparables à celles de la bille).

L'énergie et la force magnétique sont décroissantes quand on s'éloigne de l'aimant. L'aimant crée donc bien à son voisinage un puits de potentiel pour les particules magnétiques utilisées. D'ailleurs, les valeurs pour la goutte sont bien $\frac{\chi_{bille}}{\chi_{goutte}} = \frac{1.6}{0.0035} \approx 450$ fois plus faibles que les valeurs pour la bille (soit un facteur ≈ 4.5 entre les deux couples de courbes de la figure 5.7 (b)). Ainsi, le passage de la nature paramagnétique à ferromagnétique de la particule nécessite d'adapter la gamme des paramètres expérimentaux testés dans cette étude du Surf magnétique.

5.1 Diagramme de phase et transition

5.1.1 Les deux régimes

Les deux régimes ont été présentés pour la goutte sur la figure 5.3. Ils sont présentés pour la bille sur la figure 5.8.

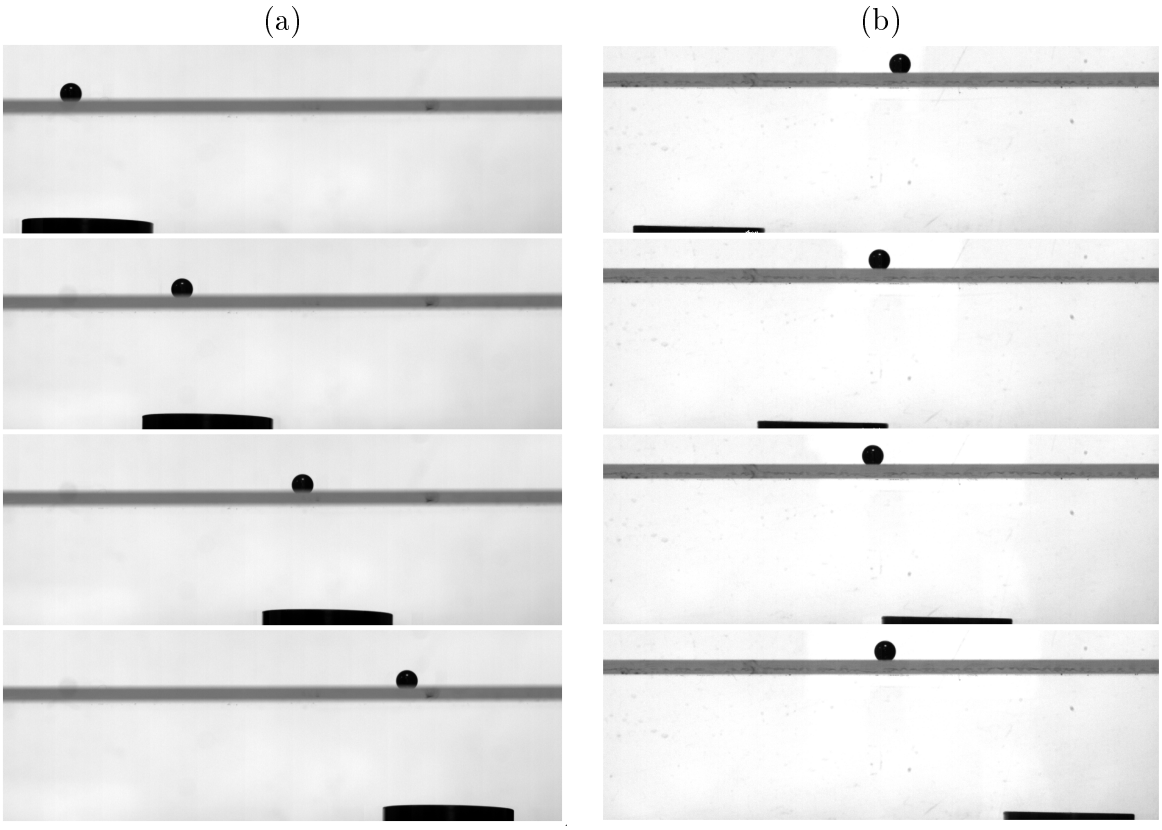


FIGURE 5.8 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive de la bille métallique solide (de masse volumique $\rho = 7813$ kg/m^3 et de diamètre $d = 5$ mm) au-dessus d'un aimant permanent (en NdFeB de champ rémanent $B_r = 1.32$ T, cylindrique de diamètre $D = 3$ cm et d'épaisseur $e = 1$ cm) en translation rectiligne uniforme horizontale à la vitesse $V_a = 7$ cm/s. La distance entre l'aimant et la bille est respectivement (a) $z = 2.9$ cm et (b) $z = 3.8$ cm.

À distance entre l'aimant et la goutte donnée, la goutte peut être capturée par la vague magnétique ou non selon la vitesse de la vague magnétique : pour les vitesses les plus faibles, la goutte surfe (figure 5.3 (a)), pour les vitesses les plus importantes, elle dérive (figure 5.3 (b)).

À vitesse de la vague magnétique donnée, la bille peut être capturée par la vague magnétique ou non selon la distance entre l'aimant et la bille (et donc l'intensité du champ magnétique dans la bille) : pour les distances les plus faibles (les champs les plus grands), la bille surfe (figure 5.8 (a)), pour les distances les plus importantes (les champs les plus petits), elle dérive (figure 5.8 (b)).

5.1.2 Diagrammes de phase

Expérimentalement, on montre qu'il existe une vitesse de transition, en-dessous de laquelle les particules sont bien capturées par la vague magnétique, qui dépend de la distance entre la particule et l'aimant z, c'est-à-dire de l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule $B(z)$.

Le diagramme de phase Surf-Dérive est présenté sur la figure 5.9 (a) pour la goutte et sur la figure 5.9 (b) pour la bille.

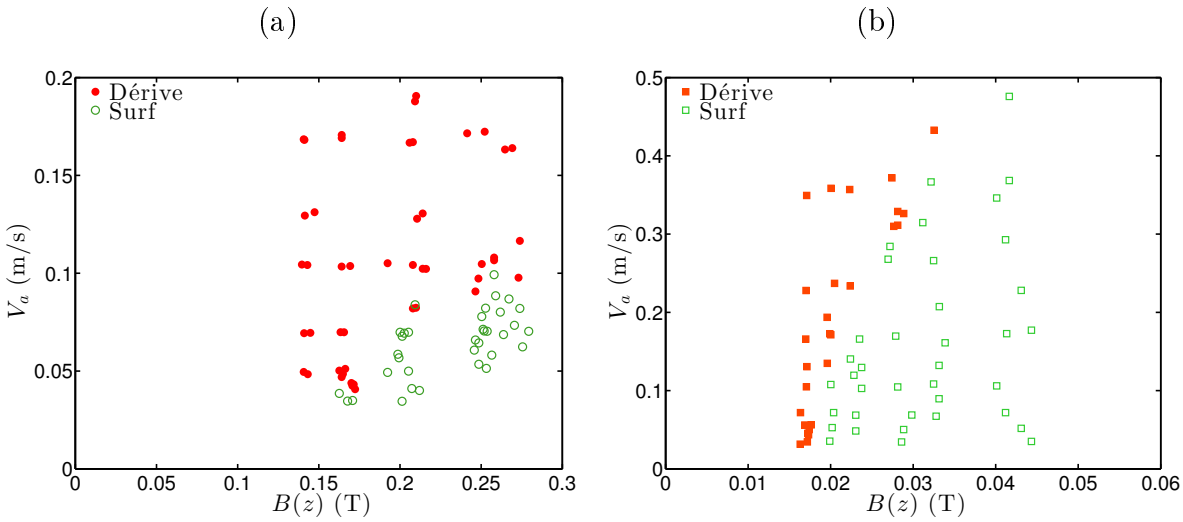


FIGURE 5.9 – Diagrammes de phase Surf-Dérive (a) de la goutte d'oxygène liquide et (b) de la bille métallique solide au-dessus de l'aimant permanent en translation rectiligne uniforme horizontale. V_a est la vitesse de la vague magnétique (en m/s) et $B(z)$ est l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule (en T).

Pour les deux particules, à intensité du champ magnétique donnée, elles passent du régime de surf au régime de dérive quand la vitesse de l'aimant augmente. A vitesse de l'aimant donnée, elles passent du régime de surf au régime de dérive quand l'intensité du champ magnétique diminue. Mais on remarque que les gammes d'intensité du champ magnétique et de vitesse de la vague magnétique dépendent de la particule.

Ensuite, on n'observe plus de régime de surf pour la bille dès que $B(z) <\approx 20$ mT alors que pour la goutte, on ne l'observe déjà plus dès que $B(z) <\approx 150$ mT. Puis, la goutte présente encore une transition entre les deux régimes pour l'intensité maximale du champ magnétique accessible expérimentalement, à savoir $B_{max} = B(z = 3\text{ mm}) \approx 300$ mT (car la plaque de verre qui sépare l'aimant de la particule est d'épaisseur 3 mm), alors que la bille surfe toujours au-delà de $B(z) \approx 40$ mT comme la vitesse maximale de l'aimant accessible expérimentalement est limitée à $V_{a\ max} \approx 50$ cm/s.

Il convient d'identifier les énergies mises en jeu pour comprendre la transition entre les régimes de surf et de dérive magnétique.

5.1.3 Etude énergétique

Energies mises en jeu

Les différentes énergies volumiques en jeu sont :

— l'énergie potentielle magnétique

$$E_{mag} = -\frac{\chi}{2\mu_0} B(z)^2$$

avec χ la susceptibilité magnétique de la particule, $\mu_0 = 4\pi.10^{-}7$ H/m, perméabilité magnétique du vide et $B(z)$ intensité du champ magnétique créée par l'aimant permanent au niveau de la particule,

— l'énergie cinétique de la particule dans le référentiel de l'aimant
$$E_c = \frac{1}{2}\rho V_a^2$$
avec ρ, masse volumique de la particule et V_a vitesse relative de l'aimant et de la particule,

— et les énergies de dissipation E_d.
Pour la goutte : déformation de la goutte lors de son passage au-dessus de l'aimant, vibration propre de la goutte en Leidenfrost, frottements visqueux dans le film de vapeur d'oxygène et inertiels de l'air sur la goutte.
Pour la bille : frottements solides entre la bille métallique solide et la surface lisse, à l'induction magnétique dans la bille métallique.

Si l'énergie cinétique est grande devant les énergies de dissipation, la particule "ressort" du puits d'énergie magnétique : c'est le régime de dérive. Au contraire, si les énergies de dissipation sont plus importantes, la particule peut être "piégée" dans le puits d'énergie magnétique : c'est le régime de surf.

Finalement, à la transition, les énergies de dissipations de la particule deviennent comparables à l'énergie cinétique de la particule dans le référentiel de l'aimant et on en déduit donc que la vitesse de transition Surf-Dérive s'écrit :

$$E_d \approx E_c = \frac{1}{2}\rho V^{*2} \text{ d'où } V^* = \sqrt{\frac{2E_d}{\rho}}$$

On cherche alors à quantifier les énergies de dissipation pour déterminer la transition des particules entre les deux régimes.

Energies de dissipation pour la goutte

La forme des gouttes d'oxygène liquide immobiles dans un champ magnétique a été discutée dans l'article [92]. Pour des gouttes (de tension de surface γ et de masse volumique ρ) dans le champ de pesanteur terrestre et soumises à la force magnétique volumique $\overrightarrow{f_{mag}}$ (dans notre cas, colinéaire dans le même sens que la pesanteur), la longueur capillaire effective devient :

$$\lambda_c'(z) = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g + f_{mag}(z)}} = \frac{\lambda_c}{\sqrt{1+\frac{f_{mag}}{\rho g}}}$$

On retrouve par là que la goutte est déformée en présence de l'aimant : sa hauteur diminue de $R_z \approx \lambda_c$ (loin de l'aimant, f_{mag} est nulle) à $R_z'(z) \approx \lambda_c'(z)$ (au-dessus de l'aimant quand $f_{mag}(z)$ n'est plus négligeable devant ρg). Pour la goutte, les champs magnétiques sont de l'ordre de ≈ 150 mT $< B(z) < 300$ mT (intensité maximale du champ magnétique accessible expérimentalement) dans le diagramme de phase Surf-Dérive de la goutte (figure 5.9 (a)). D'après la figure 5.7 (a), cela correspond à des distances entre l'aimant et la particule inférieures à $z \approx 1$ cm. Or, d'après la figure 5.7 (b), f_{mag} devient l'ordre de ρg pour la goutte quand z devient plus petit que le centimètre : $f_{mag}(z = 1 \text{ cm}) \approx \rho g \approx 10^4$ N.m^{-3}. Ainsi, dans ces expériences de transition Surf-Dérive de la goutte, on a bien $f_{mag}(z)$ qui n'est plus négligeable devant ρg. La déformation de la goutte sous l'effet du champ magnétique de l'aimant est la principale source de dissipation pour la goutte.

On peut estimer la taille maximale atteinte par la goutte en fonction de la distance entre la goutte et l'aimant $R_{max}(z)$. Dans l'approximation où le volume de la goutte déformée est assimilable à celui d'un cylindre de rayon $R_{max}(z)$ et de hauteur $\lambda_c'(z)$, on a donc par conservation du volume pour des gouttes de volume capillaire :

$$\frac{4}{3}\pi\lambda_c^3 \approx 2\lambda_c'(z)\pi R_{max}(z)^2 \text{ d'où } R_{max}(z) \approx (\frac{2}{3})^{1/2}\lambda_c(1+\frac{f_{mag}(z)}{\rho g})^{1/4}$$

Alors l'énergie de déformation pour des gouttes de volume capillaire soumises à de faibles déformations s'écrit :

$$E_d \approx 8\pi\gamma\lambda_c(R_{max}(z)-\lambda_c) \approx 8\pi\gamma\lambda_c^2[(\frac{2}{3})^{1/2}(1+\frac{f_{mag}(z)}{\rho g})^{1/4}-1]$$

Finalement, comme à la transition, l'énergie de dissipation devient comparable à l'énergie cinétique de la goutte dans le référentiel de l'aimant $E_c \approx E_d$, on trouve que la vitesse de transition Surf-Dérive pour la goutte s'écrit comme :

$$V^* \approx \sqrt{12g\lambda_c[(\frac{2}{3})^{1/2}(1+\frac{f_{mag}(z)}{\rho g})^{1/4}-1]} \tag{5.1}$$

Energies de dissipation pour la bille

La bille métallique solide est indéformable. Elle est par contre en contact avec la plaque de verre et on peut donc supposer, s'il y a glissement, que les frottements solide-solide sont la principale source de dissipation d'énergie pour la bille.

L'énergie de dissipation pour la bille au-dessus de l'aimant correspond au travail de la force de frottement sur la distance typique $D/2$ (correspondant donc au rayon de l'aimant) :

$$E_d \approx \mu_d f_{mag}(z)\frac{D}{2}$$

avec μ_d, le coefficient de frottement dynamique entre la bille métallique et la plaque de verre lisse.

Comme à la transition, l'énergie de dissipation devient comparable à l'énergie cinétique de la bille dans le référentiel de l'aimant $E_c \approx E_d$, on trouve que la vitesse de transition Surf-Dérive pour la bille s'écrit comme :

$$V^* \approx \sqrt{\frac{\mu_d f_{mag}(z)D}{\rho}} \tag{5.2}$$

5.1.4 Transition Surf-Dérive des particules magnétiques

Les diagrammes de phase Surf-Dérive des particules avec les modèles de transtion développés sont présentés sur la figure 5.10.

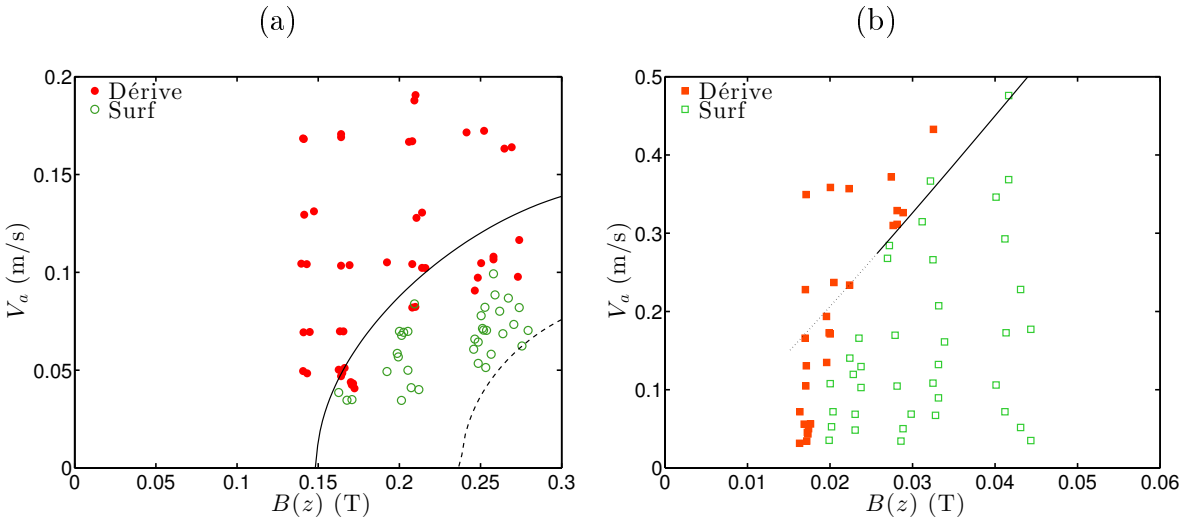


FIGURE 5.10 – Diagrammes de phase Surf-Dérive (a) de la goutte d'oxygène liquide et (b) de la bille métallique solide. V_a est la vitesse de la vague magnétique (en m/s) et $B(z)$ est l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule (en T). Les courbes théoriques sont issues du modèle d'équilibre entre les énergies de dissipation et l'énergie cinétique dans le référentiel de l'aimant de chaque particule. (a) L'énergie de dissipation de la goutte est son énergie de déformation qui donne une vitesse de transition de la forme de l'équation (5.1). (b) L'énergie de dissipation de la bille est le travail des forces de frottement qui donne une vitesse de transition de la forme de l'équation (5.2).

Pour la goutte, l'énergie de dissipation est son énergie de déformation qui donne une vitesse de transition de la forme de l'équation (5.1). Cette courbe théorique est en pointillés sur la figure 5.10 (a). Ce modèle est en accord avec le fait que le régime de surf est observé pour les champs magnétiques les plus forts tandis que pour des intensités plus faibles, seul le régime de dérive est observé. Cela correspond au fait que la force magnétique est plus importante près de la source de champ magnétique. Dans ce cas, la déformation de la goutte est bien plus importante. On constate aussi que les vitesses de transition Surf-Dérive issues du modèle sont de l'ordre de grandeur des vitesses mesurées. Néanmoins, dans ce modèle toutes nos expériences auraient dû être dans le régime de dérive, autrement dit dans les gammes de vitesse des aimants et d'intensité du champ magnétique testées aucune goutte n'aurait dû surfer. Cela signifie donc que ce modèle minimise l'énergie de dissipation. On a d'abord sous-estimé l'énergie de déformation de la goutte en approximant le volume de la goutte déformée à celui d'un cylindre. En effet, une forme ellipsoïdale donne un rayon maximal de la goutte dans le champ magnétique plus grand et donc une énergie de déformation plus importante. La courbe semi-empirique issue d'une énergie de dissipation avec un écart de seulement 10 % sur le rayon maximal est en trait plein sur la figure 5.10 (a). D'ailleurs, l'intensité du champ magnétique minimale qui permet le régime de surf est alors de l'ordre de celle qui correspond à la distance entre la goutte et l'aimant où la force magnétique devient comparable à la force de pesanteur. On pourrait aussi chercher à prendre en compte les autres sources de dissipation d'énergie pour la goutte telles que sa vibration propre de son état Leidenfrost, les frottements visqueux dans le film de vapeur d'oxygène ou encore les frottements inertiels de l'air sur la goutte.

Pour la bille, l'énergie de dissipation est le travail des forces de frottement qui donne une vitesse de transition de la forme de l'équation (5.2). Cette courbe théorique est en trait plein sur la figure 5.10 (b). Elle est tracée pour un coefficient de frottement choisi dont la valeur est de l'ordre typique des coefficients de frottements : $\mu_d = 0.35$. Ce modèle est en accord avec le fait que le régime de surf est observé pour les intensités de champ magnétique les plus forts (ce qui correspond à une force magnétique et donc des forces de frottements plus importantes). On constate aussi que les vitesses de transition Surf-Dérive issues du modèle sont en accord avec l'ordre de grandeur des vitesses mesurées. Pour des champs magnétiques plus faibles, le modèle sur-estime l'énergie de dissipation : la gamme de vitesses pour lesquelles les gouttes sont dans le régime de surf aurait dû être plus étendue. Cette limite est en pointillés sur la figure 5.10 (b). Or, quand le champ magnétique est de l'ordre de $B(z) \approx 30$ mT, cela correspond à des distances entre l'aimant et la bille supérieures à $z \approx 3$ cm (d'après la figure 5.7 (a)) pour lesquelles f_{mag} est négligeable devant ρg (d'après la figure 5.7 (b)). Ainsi, dans cette limite, l'énergie de dissipation n'est plus significative et la bille est dans le régime de dérive.

Pour finir, le modèle d'équilibre entre les énergies dissipation estimées pour la goutte et la bille et l'énergie cinétique de chaque particule dans le référentiel de l'aimant est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour surfer dans le puits d'énergie, la particule doit donc présenter des sources de dissipation.
La vitesse de transition Surf-Dérive dépend d'abord de la nature de la source de dissipation (déformation pour la goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost et frottements pour la bille métallique solide). Elle dépend aussi de la force magnétique (donc du gradient de l'énergie magnétique). L'énergie de dissipation devient donc significative devant l'énergie cinétique pour des vitesses faibles et des gradients forts. Autrement dit, les particules peuvent surfer sur une vague magnétique de faible vitesse et de grande pente. On retrouve finalement la même influence de la vitesse et de la pente des vagues hydrodynamiques et mécaniques pour les antivagues magnétiques.

5.2 Surf magnétique

On étudie d'abord le régime de surf, c'est-à-dire le régime de capture de la particule par la vague magnétique.

5.2.1 Propulsion par oscillation

Dans le régime de surf, les particules montrent un comportement oscillant au-dessus de l'aimant en translation (figure 5.11).

La goutte oscille au-dessus du centre de l'aimant et l'amplitude des oscillations est de l'ordre de la taille de l'aimant (figure 5.11 (a)). La bille montre comme la goutte un comportement oscillant mais l'amplitude des oscillations est moins importante et le centre d'oscillation ne correspond plus au centre de l'aimant en translation (figure 5.11 (b)).

Dans le régime de surf, les deux paramètres étudiés, communs à la goutte et la bille, sont donc la vitesse moyenne et la pulsation des oscillations.

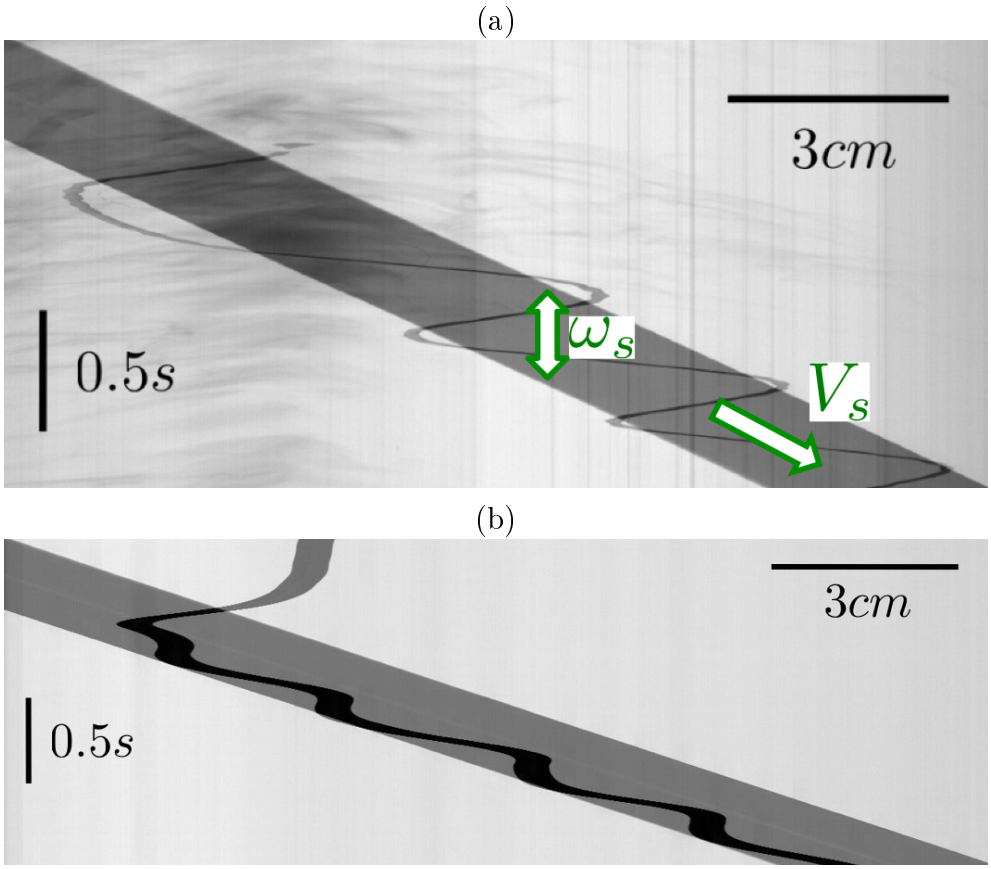


FIGURE 5.11 – Diagrammes spatio-temporels (temps de haut en bas) du surf (a) de la goutte d'oxygène liquide et (b) de la bille métallique solide au-dessus de l' aimant permanent en translation rectiligne uniforme horizontale à la vitesse $V_a = 7$ cm/s. La distance entre l'aimant et la particule est respectivement (a) $z = 3$ mm et (b) $z = 3$ cm. V_s est la vitesse moyenne et ω_s est la pulsation des oscillations de surf.

5.2.2 Vitesse moyenne de surf

Dans le régime de surf, la particule est piégée dans le puits d'énergie magnétique. Ainsi, la vitesse du centre des oscillations de surf des particules est naturellement la même que celle de l'aimant.

5.2.3 Pulsation des oscillations de surf

L'évolution de la pulsation des oscillations de surf ω_s en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule $B(z)$ et de la vitesse de l'aimant V_a est présentée sur la figure 5.12 (a) pour la goutte et sur la figure 5.12 (b) pour la bille.

Pour les deux particules, on observe expérimentalement que la pulsation des oscillations de surf ω_s ne dépend pas de la vitesse de l'aimant V_a mais est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)$.

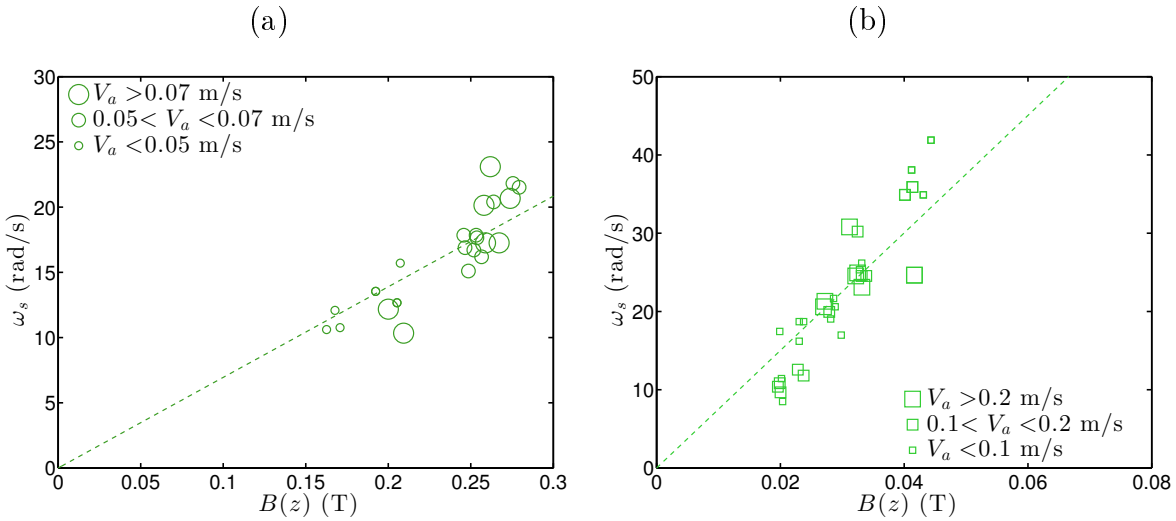


FIGURE 5.12 – Pulsation des oscillations de surf ω_s (en rad/s) en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule $B(z)$ (en T). Résultats expérimentaux (a) pour la goutte et (b) pour la bille.

Dans le régime de surf, on fait l'hypothèse de l'équilibre des énergies volumiques dans le référentiel de l'aimant entre :

— l'énergie magnétique $\frac{\chi}{2\mu_0}B(z)^2$, avec χ, susceptibilité magnétique de la particule, $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H/m, perméabilité magnétique du vide et $B(z)$, intensité du champ magnétique créée par l'aimant permanent au niveau de la particule,

— et l'énergie cinétique d'oscillation de surf $\frac{1}{2}\rho(L\omega_s)^2$, avec ρ, masse volumique de la particule, ω_s la pulsation des oscillations de surf et L la taille caractéristique des oscillations de surf.

Alors, la pulsation des oscillations de surf ω_s en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)$ s'écrit :

$$\omega_s = \sqrt{\frac{\chi}{\mu_0 \rho}} \frac{1}{L} B(z)$$

Les résultats expérimentaux en fonction de la modélisation théorique sont présentés sur la figure 5.13.

Dans le régime de surf, le modèle d'équilibre entre l'énergie magnétique et l'énergie cinétique d'oscillation mis en place, pour la goutte et pour la bille, est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

5.3 Dérive magnétique

On étudie ensuite le régime de dérive ie le régime de non-capture de la particule par la vague magnétique.

5.3.1 Propulsion inversée

Dans le régime de dérive, les particules montrent une déviation dans le sens inverse de celui de l'aimant en translation (figure 5.14).

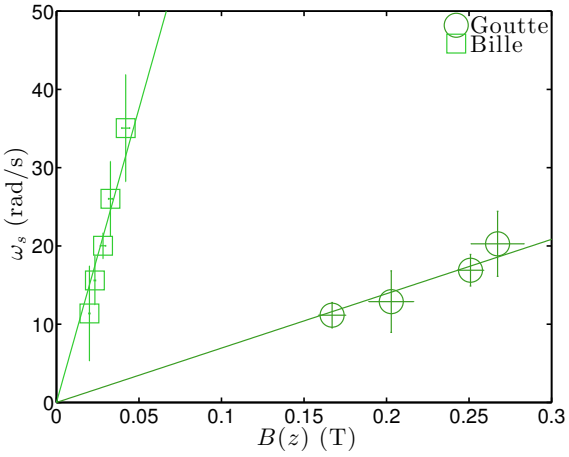


FIGURE 5.13 – Pulsation des oscillations de surf ω_s (en rad/s) en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule $B(z)$ (en T). Résultats expérimentaux et modèle théorique. Les pentes des fonctions linéaires sont $\sqrt{\frac{\chi}{\mu_0 \rho}} \frac{1}{L}$ avec L la taille caractéristique des oscillations de surf : pour la goutte, avec $L = D/2$ et pour la bille, avec $L = D/3$. Comme la pulsation des oscillations de surf ne dépend pas de la vitesse de l'aimant, on a moyenné les résultats expérimentaux selon la valeur de l'intensité du champ magnétique dans la particule.

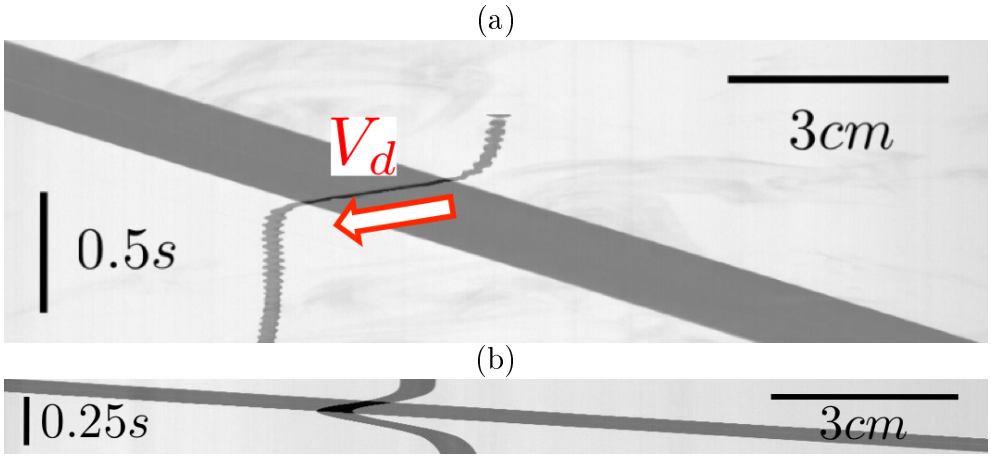


FIGURE 5.14 – Diagrammes spatio-temporel (temps de haut en bas) de la dérive (a) de la goutte d'oxygène liquide et (b) de la bille métallique solide au-dessus de l'aimant permanent en translation rectiligne uniforme horizontale à la vitesse (a) $V_a = 10$ cm/s et (b) $V_a = 37$ cm/s. La distance entre l'aimant et la particule est respectivement (a) $z = 3$ mm et (b) $z = 3$ cm. V_d est définie comme la norme de la vitesse moyenne de dérive.

Le paramètre commun à la goutte et la bille est donc la vitesse moyenne de dérive. On ne développe que les résultats pour la vitesse moyenne de dérive de la goutte.

5.3.2 Vitesse moyenne de dérive

L'évolution de la vitesse moyenne de dérive V_d en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)$ et de la vitesse de l'aimant V_a est présentée sur la figure 5.15.

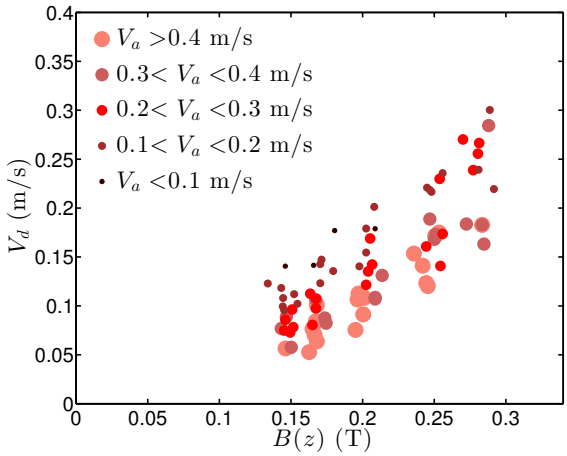


FIGURE 5.15 – Vitesse de dérive de la goutte V_d (en m/s) en fonction de l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)$ (en T) pour différentes vitesses de vague magnétique V_a (en m/s).

On observe expérimentalement que, à vitesse de la vague magnétique donnée, la vitesse de dérive de la goutte augmente avec l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte alors qu'à intensité du champ magnétique donné, la vitesse de dérive de la goutte diminue avec la vitesse de la vague magnétique.

Dans le régime de dérive, on fait l'hypothèse de l'équilibre des énergies volumiques dans le référentiel de l'aimant entre :
d'une part,

- l'énergie magnétique $\frac{\chi}{2\mu_0}B(z)^2$, avec χ, susceptibilité magnétique de la particule, $\mu_0 = 4\pi.10^-7$ H/m, perméabilité magnétique du vide et $B(z)$ intensité du champ magnétique créée par l'aimant permanent au niveau de la particule
- et l'énergie cinétique $\frac{1}{2}\rho V_a^2$, avec ρ, masse volumique de la particule et V_a vitesse de la goutte dans le référentiel de l'aimant,

et d'autre part,

- l'énergie cinétique $\frac{1}{2}\rho(V_a + V_d)^2$, avec ρ, masse volumique de l'oxygène liquide et V_a vitesse de l'aimant et V_d vitesse de dérive.

Alors, la relation entre la vitesse de dérive V_d, l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)$ et la vitesse de l'aimant V_a s'écrit

$$(V_a + V_d)^2 - V_a^2 = \frac{\chi}{\rho\mu_0}B(z)^2$$

Les résultats expérimentaux en fonction de la modélisation théorique sont présentés sur la figure 5.16.

Dans le régime de dérive, le modèle d'équilibre entre l'énergie magnétique et les énergies cinétiques de translation dans le référentiel de l'aimant mis en place est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

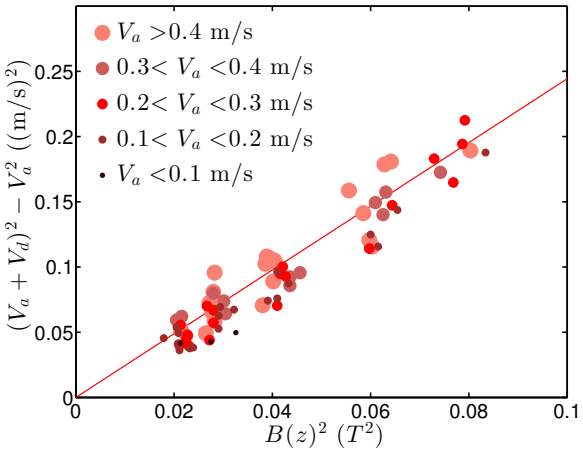


FIGURE 5.16 – Différence des carrés des vitesses dans le référentiel de l'aimant de la goutte en dérive et de la goutte à l'approche de l'aimant $(V_a+V_d)^2-V_a^2$ (en m^2/s^2) en fonction du carré de l'intensité du champ magnétique au niveau de la goutte $B(z)^2$ (en T^2). Résultats expérimentaux et modèle théorique. La pente de la fonction linéaire est bien $\frac{\chi}{\rho\mu_0}$.

5.3.3 Oscillations de dérive de la bille

Pour une série de plusieurs aimants (les uns à la suite des autres), on observe expérimentalement que la bille présente toujours une déviation dans le sens inverse de celui de l'aimant mais qui montre désormais des oscillations (figure 5.17).

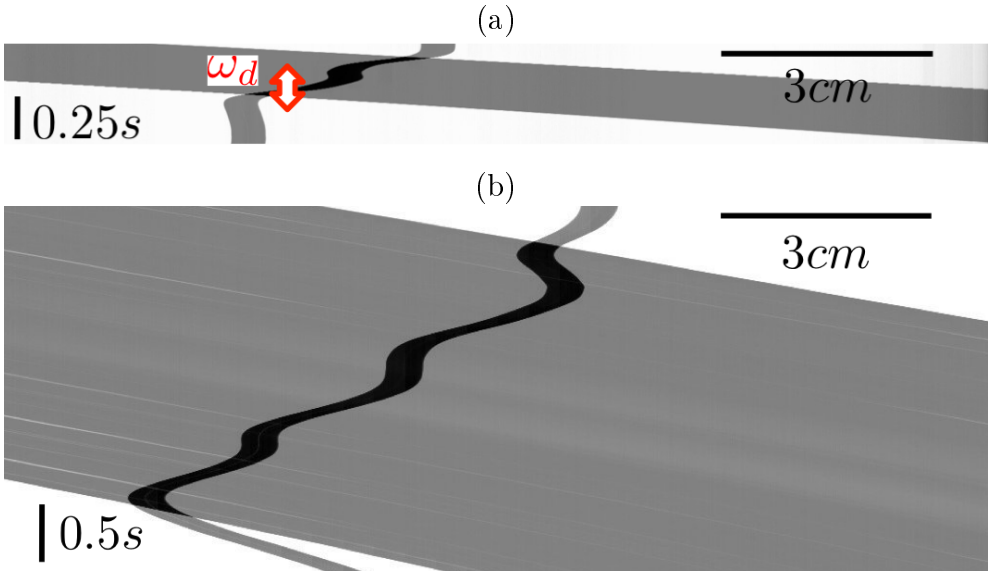


FIGURE 5.17 – Diagrammes spatio-temporel (temps de haut en bas) de la dérive de la bille métallique solide au-dessus d'une série de (a) 4 et (b) 8 aimants permanents en translation rectiligne uniforme horizontale à la vitesse (a) $V_a = 39$ cm/s et à la distance $z = 2{,}7$ cm et (b) $V_a = 18$ cm/s et à la distance $z = 3{,}2$ cm. On observe qu'une période d'oscillation de dérive de la bille correspond à deux périodes de la vague d'énergie magnétique : (a) 2 oscillations pour 4 aimants et (b) 4 oscillations pour 8 aimants. ω_d est la pulsation des oscillations de dérive de la bille.

On observe expérimentalement que la trajectoire de la bille présente une période d'oscillation de dérive pour le passage en-dessous d'elle de deux périodes des vagues d'énergie magnétique.

La pulsation de dérive de la bille w_d est donc synchronisée avec le passage des aimants telle que $w_d = \frac{1}{2}\frac{2\pi(V_a+V_d)}{D}$ avec V_a, la vitesse de la série d'aimants, V_d, la vitesse moyenne de dérive inversée de la bille (donc $V_a + V_d$ est la vitesse de la bille dans le référentiel de la série d'aimants) et D, le diamètre d'un aimant (donc la longueur d'onde spatiale de la série d'aimants). Alors, la pulsation de dérive de la bille devient :

$$w_d = \frac{\pi}{D}(V_a + V_d)$$

L'évolution de la pulsation de dérive de la bille en fonction de la vitesse de la vitesse de la série d'aimants et de la vitesse moyenne de dérive est présentée sur la figure 5.18.

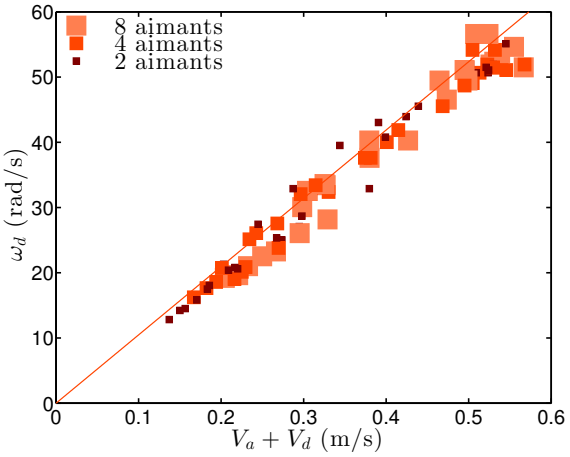


FIGURE 5.18 – Pulsation de dérive ω_d (en rad/s) de la bille métallique solide au-dessus d'une série de 2,4 ou 8 aimants permanents en fonction de la vitesse moyenne de dérive de la bille dans le référentiel de la série d'aimants $V_a + V_d$ (en m/s). Résultats expérimentaux et modèle théorique avec la longueur d'onde de la série d'aimants permanents égale à D, diamètre d'un aimant.

Pour la bille dans le régime de dérive, le modèle de synchronisation doublée entre les périodes de dérive de la bille et de la série d'aimants permanents mis en place ici est donc en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Conclusion du Surf magnétique

Nous nous sommes intéressés au phénomène d'entraînement de particules par des ondes avec une approche expérimentale et une étude théorique dans le domaine magnétique.

Nous avons mis en place un dispositif expérimental pour étudier l'entraînement de particules par une vague magnétique. Paramagnétique et en Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique, une goutte d'oxygène liquide assure le rôle de particule magnétique à faible frottement mais déformable. Ferromagnétique et solide, la bille métallique permet d'avoir une particule magnétique non-déformable mais introduit des frottements solide-solide. Une série d'aimants permanents en mouvement de translation uniforme permet de créer une vague magnétique, dont la vitesse et l'intensité du champ magnétique influencent le comportement des particules.

On a d'abord retrouvé les deux régimes de l'entraînement d'une particule par une onde, à savoir le régime de surf (la particule est capturée par la vague) et le régime de dérive (la particule n'est pas capturée par la vague). Le régime dépend de la vitesse de l'aimant et de l'intensité du champ magnétique au niveau de la particule, ou plutôt de la force magnétique au niveau de la particule (donc du gradient du carré du champ magnétique ou de façon équivalente du gradient de l'énergie magnétique). On retrouve les influences de la vitesse et la pente de la vague, comme dans les domaines hydrodynamique et mécanique. Par contre, on a montré que la dissipation est nécessaire à l'entraînement de particules par une antivague.

L'étude du phénomène d'entraînement de particules par une onde dans le domaine magnétique nous a aussi permis de nous intéresser plus particulièrement aux régimes de surf et de dérive.
Dans le régime de surf, la particule oscille dans le puits d'énergie magnétique. Il est en effet caractérisé par une propulsion par oscillation dont la vitesse moyenne est la vitesse de la vague et la pulsation des oscillations dépend de l'amplitude de la vague.
Dans le régime de dérive, la particule ressort du puits d'énergie magnétique. La vitesse moyenne de cette propulsion inversée dépend de la vitesse et de l'amplitude de la vague.

On a aussi vu dans cette étude que si les frottements entre la surface immobile et la particule magnétique ne sont plus négligeables, le régime de surf présente un retard et le régime de dérive montre des oscillations.
On a voulu vérifier expérimentalement que ces effets étaient dus aux frottements solides. Nous avons placé la bille métallique solide sur de la carboglace, solide et en Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique (le changement de phase n'étant plus l'évaporation mais la sublimation) (figure 5.19).

Ces expériences complémentaires ne montrent plus de retard dans le régime de surf et d'oscillations dans le régime de dérive. Les frottements solide-solide entre la bille métallique et la plaque de verre (même s'ils restent difficiles à quantifier) sont bien à l'origine de ces effets.

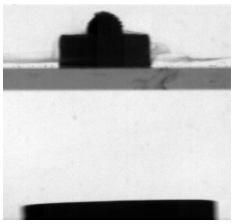


FIGURE 5.19 – Palet de carboglace sur lequel repose la bille magnétique solide magnétique déposée à la surface d'une plaque de verre (d'épaisseur 3 mm) au-dessus de l'aimant permanent cylindrique de diamètre $D = 3$ cm (en noir). La distance entre la bille sur le palet et l'aimant est $z = 2.7$ cm.

L'étude de l'entraînement de particules par des ondes dans le domaine magnétique avec une particule diamagnétique pourrait être envisagée pour ouvrir à une barrière d'énergie potentielle magnétique. Le diamagnétisme, même s'il apparaît dans tous les matériaux magnétiques, est souvent négligeable devant le paramagnétisme ou le ferromagnétisme. Les susceptibilités magnétiques de matériaux diamagnétiques sont de l'ordre de quelques -10^{-5} (jusqu'à -16.6 .10^{-5} pour le Bismuth). On peut citer par exemple le carbone (seulement sous ses formes allotropiques diamant et graphite), certains métaux solides à température ambiante et pression atmosphérique comme le cuivre, le plomb ou l'argent, et le bismuth, et métaux dont l'état ordinaire est liquide comme le mercure. L'eau est aussi faiblement diamagnétique et on pourrait envisager des expériences d'entraînement de particules par des ondes dans le domaine magnétique avec des gouttes d'eau sur une surface traitée superhydrophobe. Avec une barrière d'énergie potentielle magnétique, le surf devrait être favorisé par des gradients forts, des vitesses faibles et peu de dissipation.
Finalement, on pourrait même envisager le cas des supraconducteurs qui sont des diamagnétiques parfaits (leur susceptibilité magnétique est égale à -1) et qui permettent le phénomène de sustentation électromagnétique. Contrairement à l'utilisation actuelle du *Mag Surf* et de l'*Hoverboard Slide* de Lexus (figure 5.1), les aimants des rails pourraient se déplacer pour permettre de retrouver la propagation d'une vague magnétique.

Autres entraînements de particules par des ondes

Sommaire

Surf sur une onde plasma **145**
Surf sur une onde de choc **146**

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous avons présenté des phénomènes d'entraînement de particules par des ondes en Mécanique (Chapitre 4) et en Magnétisme (Chapitre 5). Nous concluons en nous intéressant à des applications dans d'autres domaines.

Surf sur une onde plasma

L'accélération laser-plasma est un phénomène qui peut se produire lorsqu'on focalise une impulsion laser ultracourte et intense dans un plasma (typiquement 100 TW en une dizaine de femtosecondes) [79]. L'impulsion laser intense crée des variations dans la densité électronique le long de sa propagation dans le plasma : c'est une onde plasma de sillage. Sous certaines condition de densité électronique et d'intensité laser, des électrons du plasma peuvent être accélérés par l'onde plasma. Ces particules élémentaires chargées sont alors capturées par l'onde plasma à sa vitesse, autrement dit elles surfent sur l'onde plasma (figure 1 (a)).

(a) (b)

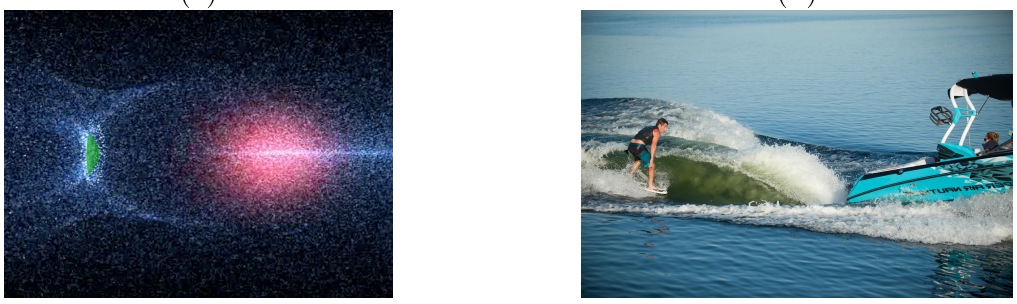


FIGURE 1 – (a) Simulation numérique d'électrons surfant sur une onde plasma créée derrière une impulsion laser intense. En rouge, l'impulsion laser se propage dans le plasma (de la gauche vers la droite). En bleu, la densité électronique du plasma permet la visualisation des cavités ioniques de l'onde plasma à l'arrière de l'impulsion laser. En vert, les électrons surfent sur l'onde plasma. La taille caractéristique de l'impulsion laser et des cavités ioniques est de 20 μm. Simulation de Rémi Lehe, Laboratoire d'Optique Appliqué (LOA), ENSTA. (b) L'équivalent des accélérateurs laser-plasma est le *wakesurf*.

Ainsi, l'entraînement des particules par l'onde plasma peut être mis en parallèle avec le surf hydrodynamique. Ce phénomène est comparable à la pratique du *wakesurf* dans laquelle un surfeur (les électrons) surfe la vague du sillage d'un bateau (l'onde plasma créée par l'impulsion laser ultracourte et intense) (figure 1 (b)).

Comme la vitesse de propagation de l'onde plasma est proche de la vitesse de groupe du laser, l'accélération laser-plasma permet donc de créer un faisceau de particules relativistes. Il constitue alors une alternative aux accélérateurs de particules actuels. Le principal avantage est sa taille réduite : comme la force des accélérateurs laser-plasma est de l'ordre de $\sim 10^{10}$ eV/m (à comparer aux $\sim 10^7$ eV/m des accélérateurs conventionnels), il suffit de quelques centimètres pour atteindre des énergies de l'ordre du GeV. L'expérience AWAKE au CERN projette d'utiliser ce type d'accélération par onde plasma de sillage pour accélérer des particules au GeV [16].

Surf sur une onde de choc

Une onde de choc est associée à la propagation dans l'espace d'une discontinuité de grandeurs physiques d'un milieu (comme la pression et la température) [2].

Une onde de choc peut apparaître à la suite d'un objet qui se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse du son (cône de Mach derrière les engins hypersoniques [7]). En mai 2013, l'Armée de l'Air américaine a procédé au test d'un engin hypersonique, le *X-51*, surnommé "le surfeur", capable de voler à Mach 5.1 (c'est-à-dire à plus de 5400 km/h) en surfant sur l'onde de choc qu'il crée (figure 2 (a)) [106].

(a) (b)

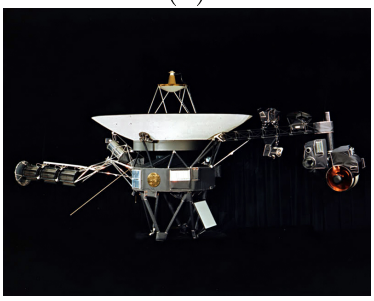


FIGURE 2 – (a) Photographie du *X-51*. (b) Vue d'artiste de la sonde *Voyager 1*.

La sonde *Voyager 1* a été lancée en 1977 pour étudier les planètes du Système solaire, Jupiter et Saturne notamment, par l'agence spatiale américaine de la NASA (figure 2 (b)). Dans l'émission La tête au carrée sur France Inter le 28 avril 2014, sur la "Frontière du système solaire", Rosine Lallement, astrophysicienne à l'observatoire de Paris a annoncé : *Voyager 1 a traversé [le] choc [terminal], après des péripéties incroyables.. Parce qu'en fait Voyager 1 a surfé sur ce choc pendant 4 ans sans qu'on n'y comprenne absolument rien.* La sonde a en effet quitté l'héliosphère pour le milieu interstellaire (limite fluctuante selon l'activité solaire à une distance de l'ordre de 75 à 90 ua du Soleil) en août 2012. A la limite entre l'héliosphère et le milieu interstellaire, la vitesse du vent solaire (de l'ordre de 400 km/s dans l'héliosphère) devient inférieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire (de l'ordre de 100 km/s), créant une onde de choc, appelée choc terminal [20]. La sonde a été accélérée en surfant sur le choc terminal. Ainsi, cet évènement est une nouvelle occurrence du phénomène de surf sur une onde de choc [73].

Conclusion générale

Dans cette thèse sur la Physique du Surf, nous nous sommes intéressés au phénomène physique général d'entraînement de particules par des ondes.

Nous nous sommes attachés à comprendre deux points déterminants dans la pratique du surf : la capture du surfeur par la vague et l'équilibre du surfeur sur sa planche.
Nous avons d'abord établi les critères de surf pour différents types de vagues. Nous avons alors compris la raison pour laquelle les débutants apprennent à surfer dans la mousse : les dimensions des planches actuelles sont adaptées à ces vagues. Mais les surfeurs initiés cherchent à prendre le vague là où elle commence à casser pour pouvoir faire des figures tout au long du déferlement. Nous avons alors identifié la nature des forces exercées par la vague à son point de déferlement et nous avons défini à quelle condition elles sont suffisantes pour accélérer le surfeur à la vitesse de la vague. Le critère de surf établi correspond à une vitesse relative minimale (entre le surfeur et la vague) qui dépend notamment de la pente de la vague et de la taille de la planche. Il rend compte de plusieurs de nos observations de terrain. D'abord, nous avons retrouvé pourquoi les surfeurs doivent ramer intensément pour prendre ces vagues. Ensuite, c'est en effet au point de déferlement, comme la pente des vagues est maximale, que les surfeurs ont le moins à ramer pour être emportés. Enfin, il est vraiment plus facile de prendre une vague avec les planches de plus grandes dimensions : *longboard* plutôt que *shortboard* pour les débutants et *gun* plutôt que *shortboard* pour les surfeurs expérimentés qui s'attaquent aux grosses vagues (qui sont particulièrement rapides).
En fait, le choix de la planche joue surtout un rôle essentiel pour l'équilibre du surfeur. Nous avons constaté que lorsque le surfeur se lève sur la planche, il est facilement déstabilisé. Le critère de stabilité établi correspond bien à une hauteur maximale du centre de gravité des surfeurs. En particulier, il dépend des dimensions des planches. Appliqué aux planches de surf, il permet de distinguer deux types de pratique. D'un côté, les planches des sports dérivés du surf (tels que le bodyboard, le kneeboard, le wave-ski ou le stand-up paddle) sont de dimensions suffisantes pour permettre de surfer en restant toujours dans la même position. De l'autre, si le surf se pratique debout, à l'arrêt il est impossible de se tenir en équilibre sur les planches de surf. Les surfeurs se lèvent en effet après avoir gagné de la vitesse en ramant. Nous nous sommes intéressés à l'éventuel effet stabilisant de la vitesse. Nous avons alors mis en évidence une vitesse seuil, au-delà de laquelle les surfeurs sont stabilisés.
Finalement, la vitesse initiale du surfeur acquise en ramant est nécessaire pour garantir sa capture et améliorer sa stabilité.

Nous avons ensuite retrouvé le phénomène d'entraînement de particules par des ondes dans deux autres domaines de la physique : en mécanique et en magnétisme.
En mécanique, nous avons combiné différentes vagues (des bosses ou des creux, qui correspondent respectivement à des barrières ou des puits d'énergie potentielle de pesanteur) avec différentes particules (plus ou moins déformables). La transition Surf-Dérive est toujours régie par la vitesse de la vague mais nous avons redécouvert l'influence de la nature de la particule et de la pente de la vague. Le surf des particules (initialement immobiles) par une barrière d'énergie apparaît pour une vitesse de vague mécanique inférieure à une vitesse critique. On retrouve alors le critère de surf hydrodynamique qui implique une vitesse relative minimale entre l'objet et la vague. Par contre, elle dépend désormais directement de l'amplitude de la vague et de la nature du mouvement des objets (rotation et/ou glissement). Or, la déformabilité des objets et les frottements (de l'objet sur la pente de la vague) sont à l'origine de la mise en mouvement des objets par la vague mécanique. Nous avons conclu que dans le cas d'une barrière d'énergie, le régime de surf est favorisé quand les frottements sont minimisés.
Nous avons alors étendu notre étude de l'influence des frottements au cas d'un puits d'énergie magnétique (les particules sont attirées par la source de champ magnétique). A l'inverse, nous avons montré que dans le cas d'un puits d'énergie, la dissipation favorise le régime de surf.
Les expériences de capture de particules à faible frottement, par une barrière ou un puits d'énergie, ouvrent ainsi à de nouvelles perspectives sur l'influence de la friction dans la pratique du surf.

L'art de la glisse

Pour minimiser les frottements de la planche sur l'eau, le *shaper* travaille la carène des planches. Elle est toujours minutieusement polie et sa forme peut être modifiée pour favoriser un entraînement d'air sous la planche (carène en Vee inversée) [108, 83, 84].

Le foilboarding est la dernière discipline née du surf (développée par Laird Hamilton depuis 2010 [52]). La planche est en position déjaugée : elle n'est pas en contact de l'eau mais repose sur un hydrofoil immergé, à l'image des hydroptères (figure 1) [109].

Dans un écoulement, une aile profilée crée une force de portance hydrodynamique [50]. Dans la pratique du foilboarding, l'écoulement est dû à la vitesse relative entre les particules fluides de l'onde de surface et le surfeur (qui va à la vitesse de la vague au moins). Pour cette raison, la pratique du foilboarding nécessite un départ en *tow-in*. De plus, la réduction du contact entre la planche et l'eau réduit la trainée. Alors, la *foilboard* permet aux surfeurs d'augmenter leur vitesse et leur offre une grande aisance dans l'exécution de figures aériennes.

Si les vitesses des surfeurs sont plus importantes en *foilboard*, nous nous demandons comment la réduction des frottements influencent les conditions de capture de ces planches par les vagues.

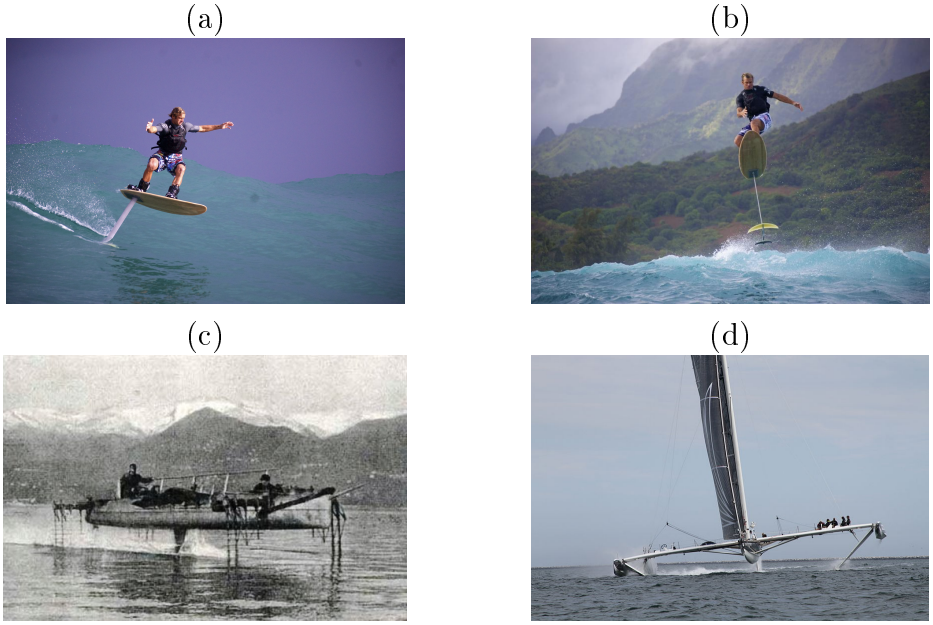


FIGURE 1 – Laird Hamilton à Hawaï en décembre 2013 surfe en *foilboard* [52]. (a) La planche n'est pas en contact avec l'eau. (b) L'hydrofoil est relié à la planche par un bras de liaison. (c) L'un des premiers prototypes d'hydroptère motorisé d'Enrico Forlanini, vers 1910 [80]. (d) Photographie de *L'Hydroptère*, développé par le navigateur Alain Thébault [112]. Il détient depuis 2009 de nombreux records de vitesse [103].

Nous nous sommes intéressés à l'entraînement de gouttes en Leidenfrost par des vagues d'eau périodiques non-déferlantes (figure 2).

Dans le régime de surf, la goutte montre une propulsion efficace dans le sens de propagation des vagues (jusqu'à deux fois la vitesse de la vague). Dans le régime de dérive, les gouttes montrent un comportement oscillant au passage des vagues avec une dérive dans le sens de propagation des vagues.

On retrouve d'abord qu'en cas de faible frottement, la particule peut atteindre deux fois la vitesse de l'onde dans le régime de surf (comme dans les expériences de surf mécanique). Mais, dans le régime de dérive, le mouvement oscillant des particules au passage des vagues correspond à la dérive de Stokes (comme dans les expériences de dérive hydrodynamique). On a montré que les planches déposées à la surface des vagues dérivent comme les particules fluides des vagues parce qu'elles sont directement en contact avec l'eau. Mais les gouttes d'oxygène liquide sont en Leidenfrost à la surface des vagues, autrement dit elles sont séparées de l'eau par une couche de vapeur d'oxygène. Le cisaillement visqueux pourrait expliquer la transmission des contraintes dans la fine couche de vapeur d'oxygène sous la goutte en Leidenfrost [34].

Pour la transition Surf-Dérive, les gouttes déposées à la surface (sans vitesse initiale) dérivent toujours. Par contre, les gouttes de vitesse initiale v_{ini}^{s} peuvent être capturées par les vagues non-déferlantes en eau profonde (comme dans nos expériences de surf hydrodynamique). Pour les planches, nous avons mis en place un système de traction qui nous permet de contrôler leur vitesse initiale et de choisir leur position initiale sur la vague. Pour définir précisément le critère de surf des gouttes en Leidenfrost sur les vagues non-déferlantes, il faudrait développer un système équivalent.

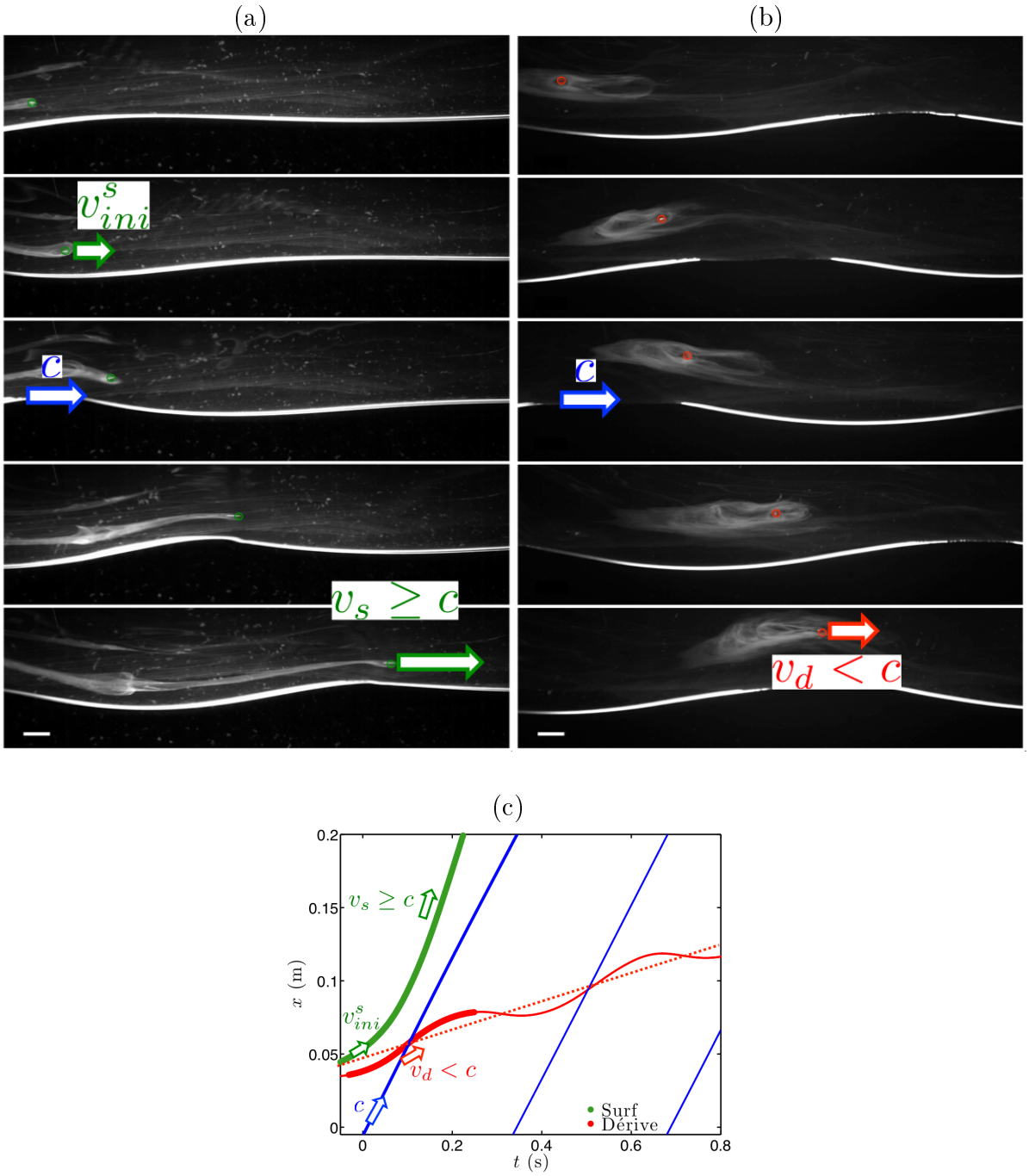


FIGURE 2 – Séquences d'images (temps de haut en bas) (a) du surf et (b) de la dérive d'une goutte d'oxygène liquide en Leidenfrost sur des vagues d'eau non-déferlantes périodiques (de longueur d'onde $\lambda = 17$ cm, d'amplitude $a = 0.7$ cm et de vitesse $c = 50$ cm/s). Le pas de temps est respectivement de (a) 120 ms et (b) 240 ms. (c) Trajectoires de la vague (en bleu, le sommet de la vague) et de la goutte (en vert, dans le régime de surf ; en rouge, de dérive). Dans le régime de surf, le sommet de la vague reste derrière la goutte et l'accélère : $v_s \geq c$. Dans le régime de dérive, les vagues successives dépassent la goutte qui présente alors un comportement oscillant dont la vitesse maximale reste petite devant la vitesse des vagues : $v_d < c$. La vitesse initiale de la goutte dans le régime de surf est v^s_{ini}, tandis que la goutte dans le régime de dérive n'avait pas de vitesse initiale.

Le surf en tant qu'art de la glisse implique de limiter les frottements en minimisant notamment le contact entre la planche et l'eau. D'un autre côté, le surfeur cherche aussi à faire corps avec l'élément [90], au sens propre : *"Le vaisseau premier du glisseur, c'est son corps."* [114].

Retour aux origines

Bodysurf

Le bodysurf se pratique sans planche. Le bodysurfeur est simplement équipé de palmes (et éventuellement d'une *handboard*) [115, 117]. Il surfe dans la vague en position allongée en se dirigeant avec les bras (figure 3).

(a) (b)

FIGURE 3 – (a) Mark Cunningham est le bodysurfeur célèbre pour la phrase *"La planche, c'est toi."* [117]. (b) Sean Enoka pratique le *Kaha nalu* (le bodysurf en hawaïen) [39].

Pour attraper la vague, le bodysurfeur nage intensément. Pendant qu'il surfe, il cherche à avoir le corps le plus tendu possible : soit les bras le long du corps (technique la plus classique) soit le bras devant lui en appui sur la paume de la main (éventuellement sur la *handboard*).

Autres curiosités zoologiques

Certains animaux marins, comme les dauphins ou encore lions de mer, surfent (sans planche) (figure 4). De nombreuses études ont montré que les dauphins se fatiguent moins en surfant les vagues d'étrave et de sillage des bateaux [38, 122, 40]. Ils semblent aussi y trouver une forme d'amusement.

(a) (b)

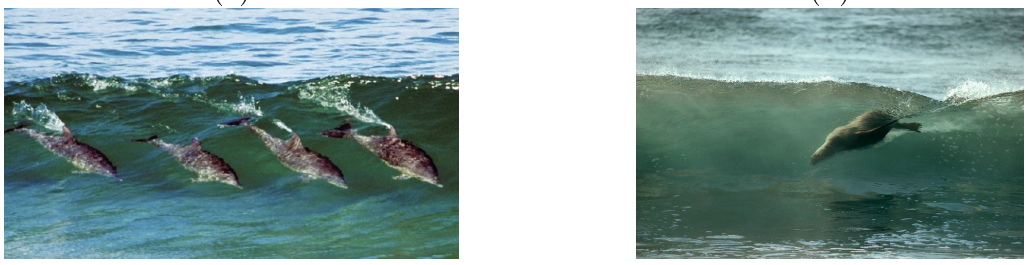


FIGURE 4 – (a) Surf de dauphins, photographie de Greg Huglin [60]. (b) Surf de lion de mer, photographie de Tui De Roy [102].

Le bodysurf et le surf des autres mammifères marins correspond au transport de particules immergées dans les vagues.

Nous nous sommes intéressés à l'entraînement des sphères (de différents diamètres, plus ou moins lestées) pour tester l'influence de la géométrie et de l'immersion de l'objet sur la transition Surf-Dérive (figure 5).

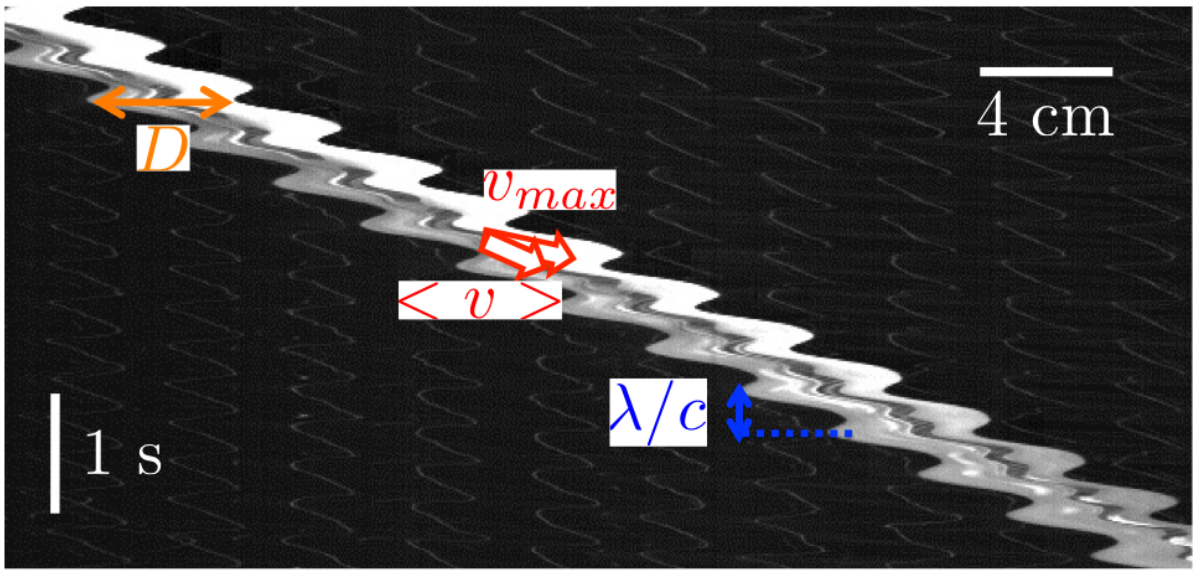


FIGURE 5 – Diagramme spatio-temporel (temps de haut en bas) de la dérive d'une sphère (de diamètre $D = 4$ cm, immergée à moitié) sur des vagues d'eau non-déferlantes périodiques (de longueur d'onde $\lambda = 24$ cm, d'amplitude $a = 1.4$ cm et de vitesse $c = 60$ cm/s). La sphère a un mouvement oscillant avec une dérive dans le sens de propagation des vagues dont la vitesse maximale et la vitesse moyenne restent petites devant la vitesse des vagues (v_{max} ,$\langle v \rangle < c$).

Sans vitesse initiale, les sphères immergées ne sont pas capturées aux passages des vagues non-déferlantes. On retrouve d'ailleurs que leur mouvement oscillant correspond à la dérive de Stokes (comme dans les expériences de dérive hydrodynamique).

Dans le cas des dauphins, les conditions de surf immergé sont décrites par Hayes [53]. La trainée et la portance y jouent un rôle essentiel. Le profil de leur corps (en particulier de leur queue) doit être pris en compte [11]. Des profils NACA [85] pourraient être utilisés pour tester les conditions de surf d'objets immergés profilés dans les vagues.

Les expériences avec les sphères ont néanmoins révélé deux tendances selon l'immersion et la dimension des sphères. D'abord, les vitesses des sphères les plus immergées sont inférieures aux vitesses de Stokes à la surface (typiquement $v_{max} \approx 0.8\ u_{max}$ et $< v > \approx 0.9\ u_{Stokes}$ pour les sphères de diamètre $D = 4$ cm totalement immergées). La dérive de Stokes implique la décroissance des vitesses des particules fluides avec la profondeur et explique cette observation.
A l'inverse, les vitesses des sphères de plus petits diamètres sont supérieures aux vitesses de Stokes (typiquement $v_{max} \approx 1.3\ u_{max}$ et $< v > \approx 1.1\ u_{Stokes}$ pour les sphères de diamètre $D = 1$ mm qui flottent à la surface des vagues).

Cette dernière observation nous a conduit à mener une série d'expériences pour tester l'entraînement de particules de dimensions submillimétriques par les vagues : le plancton. Des concentrations particulièrement importantes de micro-organismes ont été relevées près des littoraux [107]. Nous nous demandons si le plancton a été transporté par les courants [55] ou si le plancton surfe les vagues côtières déferlantes.

Nous avons utilisé des *dinoflagellés bioluminescents*, phytoplancton (plancton végétal), de taille caractéristique 200 μm, qui a la particularité d'émettre une lumière bleutée dans un écoulement sous cisaillement [27, 28, 29]. Ce phénomène est observable près du rivage dans les vagues déferlantes dans certaines régions [47, 26]. Il donne d'ailleurs lieu à des sessions de surf insolites (figure 6 (a)).

(a) (b)

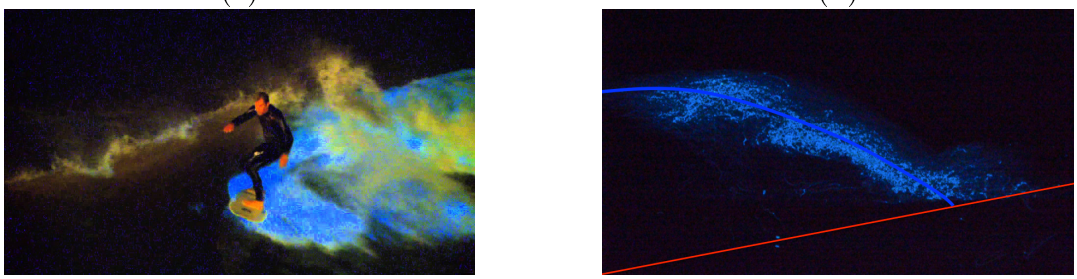


FIGURE 6 – (a) Photographie extraite du reportage sur le "surf bioluminescent" à San Diego en 2011 [87]. (b) Photographie (temps de pause long) du plancton bioluminescent dans une vague en déferlement de type frontal [71]. Pour une meilleure visualisation, ont été repassés : en bleu (ligne), le profil de la vague déferlante ; en rouge, le profil du fond.

Nous avons mesuré le temps nécessaire au plancton pour rejoindre le rivage lorsqu'il est soumis à une bathymétrie progressive. Loin du rivage, les vagues sont de longueur d'onde $\lambda_0 = 24$ cm, d'amplitude $a_0 = 0.9$ cm et de vitesse $c_0 = 60$ cm/s et la pente de la plage linéaire est de l'ordre de 10°. Le plancton est dispersé à environ 1 m du rivage. Nous avons constaté que le temps moyen mis par le plancton pour rejoindre le rivage était bien supérieur au temps de propagation des vagues (typiquement le plancton va 4 à 5 fois moins vite que les vagues). Mais le plancton atteint le rivage environ 4 fois plus vite que s'il n'était transporté que par la dérive de Stokes. Ces expériences préliminaires suggèrent un régime de surf partiel. Il serait intéressant de déterminer s'il s'agit d'une transition d'un régime de dérive à un régime de surf (comme dans le cas du surf hydrodynamique des planches dans une bathymétrie progressive) ou s'il est transporté à une vitesse intermédiaire entre la célérité des vagues et la dérive de Stokes. Si le plancton émet une lumière bleutée dans la vague déferlante (figure 6 (b)), le cisaillement dans les vagues non-déferlantes est inférieur au seuil nécessaire à sa bioluminescence [29]. Des billes isodenses micrométriques fluorescentes pourraient être utilisées pour étudier le surf de plancton en laboratoire et enrichir encore le phénomène physique d'entraînement de particules par des ondes.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Glossaire du Surf

Le mot doit faire naître l'idée ; l'idée doit peindre le fait : ce sont trois empreintes d'un même cachet ; et, comme ce sont les mots qui conservent les idées et qui les transmettent, il en résulte qu'on ne peut perfectionner le langage sans perfectionner la science, ni la science sans le langage. Antoine-Laurent de Lavoisier.

On regroupe les principaux termes, spécifiques au surf, utilisés dans cette thèse et plus largement dans le monde du surf.

Manoeuvres, figures ou poses

Manoeuvres et figures en shortboard

360 : tour complet en dérapage du surfeur avec sa planche.

Aérial ou Air : figure qui consiste à décoller au-dessus de la vague en s'en servant comme tremplin (et à attérir de façon à pouvoir continuer à surfer).

Bottom Turn : virage exécuté en bas de vague.

Boucle : 360 effectué sans dérapage.

Cut back : virage intérieur long sur l'épaule de la vague qui permet de repartir dans le sens du déferlement de la vague.

Floater ou Floaty : figure qui consiste à glisser sur la lèvre de la vague.

Off the lip : figures effectuées sur la lèvre de la vague.

Lay back : figure qui consiste à s'allonger sur le dos lors d'un cut back et à se relever.

Re-entry : roller effectué à la jonction où la vague ferme.

Roller : virage serré en haut de la vague.

Slide tail : Faire déraper l'arrière de la planche.

Slide Slip : Dérapage contrôlé exécuté dans la face de la vague.

Snap back : Cut back avec dérapage de l'arrière de la planche.

Stall : manoeuvre qui consiste à ralentir la planche en chargeant exagérément l'arrière.

Top turn : virage exécuté en haut de vague.

Poses en longboard

Hang five : pose qui consiste à surfer le plus possible sur l'avant du longboard.

Hang ten : pose qui consiste à surfer à l'avant du longboard avec les orteils qui dépassent de l'avant de la planche.

Nose riding : pose qui consiste à surfer en étant positionné à l'avant du longboard.

Tube

Deep inside : lorsque le surfeur est complètement recouvert par la lèvre de la vague, loin du point de déferlement.

Tube : figure qui consiste à surfer dans le barrel, recouvert par la lèvre de la vague.

Rail grab ou grab the rail : figure qui consiste à attraper le rail de la planche de la main arrière dans un tube.

Stand-up barrel : figure qui consiste à surfer debout jambes tendues dans le tube.

Techniques pour remonter les vagues

Duck dive ou faire le canard : technique qui consiste à plonger sous la vague avec sa planche au passage des vagues pour passer la barre pour aller au peak.

Rame : technique qui permet d'aller au peak pour prendre une vague.

Sorties de vague et chutes

Enfourner ou planter : lorsque l'avant de la planche s'enfonce dans l'eau au point de l'arrêter.

Fly out : sortie aérienne de la vague.

In and out : sortie rapide de vague immédiatement après le take-off.

Kick out : sortie volontaire du surfeur par l'arrière de la vague.

Wipe out : Chute.

Phases du surf

Les phases du surf sont illustrées dans l'introduction au surf hydrodynamique.

Paddling out : le surfeur nage vers les vagues pour rejoindre le peak.

Waiting : le surfeur attend entre les séries de vagues.

Paddling : le surfeur rame pour prendre la vague.

Taking-off : le surfeur se lève sur la planche.

Catching the wave : le surfeur est accéléré à la vitesse de la vague par la vague

Dropping-in : le surfeur va plus vite que la vague lorsqu'il descend le long de la pente de la vague.

Cutting-across : le surfeur tourne dans la vague.

Rdiding the wave : le surfeur effectue des manoeuvres, des figures ou des poses sur la vague.

Position du surfeur sur la planche

Back-side : position du surfeur sur la planche dos à la vague.
Front-side : position du surfeur sur la planche face à la vague.
Goofy : position du surfeur sur la planche avec son pied droit devant.
Regular ou natural : position du surfeur sur la planche avec son gauche droit devant.

Spots de surf

Série : groupe de plusieurs vagues, train de grosses vagues
Set : série de grosses vagues.
Spot : site de pratique du surf.

Vents et état de la mer

On Shore : vent (venant) de mer/du large.
Off Shore : vent (venant) de terre.
Clapot, choppy ou mushy : mer et vagues désordonnées.
Glassy ou miroir : mer et vagues lisses.

Déferlement

Close out : instant où la vague déferle/se ferme sur toute sa longueur.
Dérouler, fermer, casser : déferler.
Section : portion d'une vague sur le point de déferler.
Droite : vague qui déroule vers la droite du point de vue du surfeur back side (donc vers la gauche vu de la plage).
Gauche : vague qui déroule vers la gauche du point de vue du surfeur back side (donc vers la droite vu de la plage).

Morphologie des vagues déferlantes

Epaule : Partie la plus cambrée de la vague sur le point de déferler.
Lèvre ou lip : haut de la vague qui est projetée vers l'avant lors de son déferlement.

Formes des vagues déferlantes

Barrel ou tube : vague creuse, tubulaire dans laquelle le surfeur peut passer.
Rouleau de bord : vague très creuse qui déferle rapidement au bord.
Back wash : ressac du bord vers le large.

Nature des spots

Beach break : sur les sites de fond sableux.
Point break : à partir d'une pointe rocheuse ou d'une jetée.
Reef break : sur les sites de fond rocheux ou coralliens.
Shore break : Beach break près du bord.

Zones de déferlement

Barre : zone de vagues à franchir pour rejoindre le peak.
Inside : zone de déferlement des vagues située près du rivage.
Line up : zone où le surfer attend la vague (juste avant son point de déferlement).
Outside : zone de déferlement des vagues située au large.
Peak ou pic : zone où la vague commence à déferler.

Planche et accessoires

Morphologie d'une planche

Bottom ou carène : dessous de la planche.
Côtes : dimensions principales de la planche (usuellement mesurées en pieds et pouces).
Coupe : forme générale de la planche vue de derrière.
Deck : dessus de la planche.
Outline : forme générale de la planche vue de dessus.
Nose : avant de la planche.
Rails : bords latéraux de la planche.
Rocker : forme générale de la planche vue de côté.
Shape : forme générale de la planche.
Tail : arrière de la planche.

Types de planches

Les caractéristiques des différentes planches sont détaillées dans l'introduction du Chapitre 2 : shortboard, fish, évolutive/hybride, mini-malibu, gun et longboard.
Quiver : jeu de planches du surfeur (pour les différentes conditions de surf).

Accessoires

Combinaison ou combi ou wetsuit : vêtement en néoprène pour le surf.
Dérives ou Fins : ailerons fixés sur l'arrière du dessous de la planche
Intégrale hiver : Combinaison avec col long, manches longues et jambes longues en Néoprène.
Intégrale printemps : Combinaison avec col court, manches longues et jambes longues en Néoprène.
Leash : cordon qui sert d'attache entre la cheville du surfeur et sa planche.
Lycra : Maillot léger en matière synthétique, qui protège du vent, des coups de soleil et des irritations.
Nose guard : embout de protection et de sécurité en plastique pour protéger/renforcer le nose d'une planche.
Pad : Surface antidérapante à fixer sur l'arrière de la planche
Plug : axe en plastique perforant la planche à l'avant pour accrocher le leash.
Shorty : combinaison avec manches courtes et jambes courtes en Néoprène (pour l'été ou les eaux chaudes)
Wax : paraffine que l'on étale sur le dessus de la planche pour ne pas glisser.

Monde du surf

Big wave rider : surfeur qui surfe particulièrement de très grosses vagues

Bikini contest : défilé de mannequins en maillots de bains qui a lieu lors d'une compétition de surf.

Hot dogging : surfeur qui enchaîne les manoeuvres.

Local ou locaux : Surfeur(s) habitués à surfer un spot précis.

Session : séance de surf.

Shaper : artisan qui fabrique les planches de surf.

Signe de Shaka : signe de ralliement des surfeurs du monde entiers (à ne pas confondre avec le signe des cornes !)

Surf camp : lieu d'hébergement pour surfeurs, situé à proximité d'un spot, qui peut proposer des stages et cours de surf.

Surf shop : magasin spécialisé dans la vente d'articles de surf (matériel, accessoires, vêtements).

Surfari : voyage pour aller surfer dans différents spots.

Taxer : voler la priorité à un autre surfer déjà sur la vague.

Sports dérivés du surf

Plusieurs sports dérivés du surf sont détaillés dans l'introduction du Chapitre 3 : le bodyboard, le kneeboard, le wave-ski ou encore le stand up paddle.

Bodysurf : sport qui consiste à surfer sans planche.

Flowriding : surf sur une vague artificielle statique.

Foilboard : planche de surf équipée d'un hydrofoil.

Kite surf wave : kite surf dans les vagues.

Riverboarding ou hydrospeed : surf à plat ventre dans les remous d'une rivière à fort courant.

Skimboard : glisse sur les vagues de bord de plage avec une planche en mousse et fibre de verre, sans dérive et de petite taille.

Tandem : discipline du surf qui consiste à réaliser des portés acrobatiques en couple sur une planche.

Tow-in : le surfeur est tracté au départ par un engin motorisé (zodiac ou motomarine) pour surfer de grosses vagues.

Wakeboard et skurfing : surf dans la vague de sillage d'un bateau en étant tracté.

Wake-surf : surf dans la vague de sillage d'un bateau.

Wind surf wave : planche à voile dans les vagues.

Annexe B

Vagues mécaniques déformables

Module d'Young des bandes élastiques

La méthode expérimentale utilisée pour la mesure du module d'Young E des bandes élastiques est la mesure de leur déflection maximale verticale Δ en fixation horizontale en fonction de leur longueur libre L (figure B.1 (a)). Le module d'Young E des bandes élastiques (de masse volumique ρ et d'épaisseur h) pour une déflection maximale Δ selon leur longueur libre L est de la forme :

$$E = \frac{\rho g L^4}{8 \Delta h^2}$$

Les résultats expérimentaux et le modèle théorique sont présentés sur la figure B.1 (b).

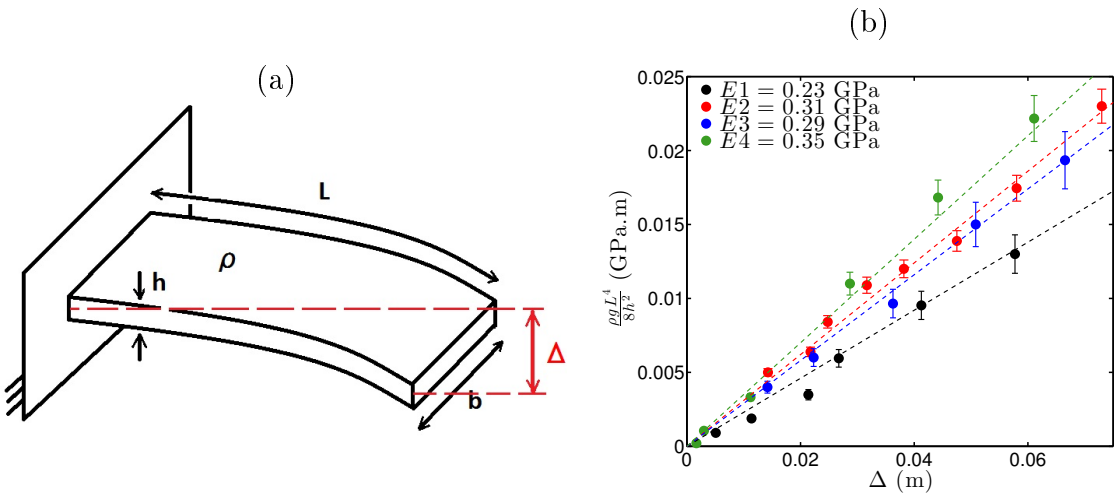


FIGURE B.1 – (a) Schéma de la mesure du module d'Young des bandes élastiques. Δ est leur déflection maximale verticale en fixation horizontale, L est la longueur libre, h, b et ρ, sont respectivement l'épaisseur, la largeur et la masse volumique de la bande élastique. (b) Résultats expérimentaux et modèle théorique des mesures du module d'Young des bandes élastique. $\frac{\rho g L^4}{8h^2}$ (en GPa.m) en fonction de la déflection verticale maximale Δ (en m) pour les différentes bandes élastiques. La pente est le module d'Young de la bande élastique.

Déformation de la vague

Lorsqu'une particule est déposée à la surface de la vague, la possibilité de sa déformation introduit plusieurs situations : le cas sans déformation (figure B.2 (a)), le cas avec déformation (figure B.2 (b)) et le choc (figure B.2 (c)). L'étude est menée dans la limite faiblement déformable et l'on ne traitera pas du choc.

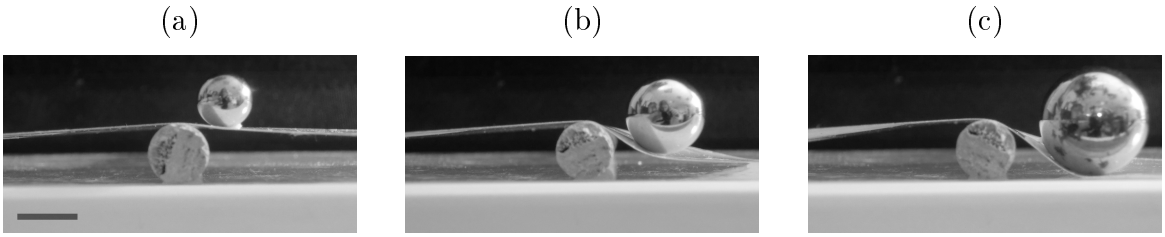


FIGURE B.2 – Vues de profil des 3 cas de déformation de la vague gravitaire déformable par les sphères pleines : (a) sans déformation, (b) avec déformation et (c) choc. L'échelle représente 1 cm.

La taille caractéristique de la déformation δ est déterminée par l'équilibre entre l'énergie élastique ($E_{elas} \sim Eh^3b(\frac{\delta}{\lambda^2})^2\lambda$) et l'énergie potentielle de déformation ($E_d = Mg\delta$) et est de la forme $\delta \sim \frac{Mg\lambda^3}{Ebh^3}$ (figure B.3).

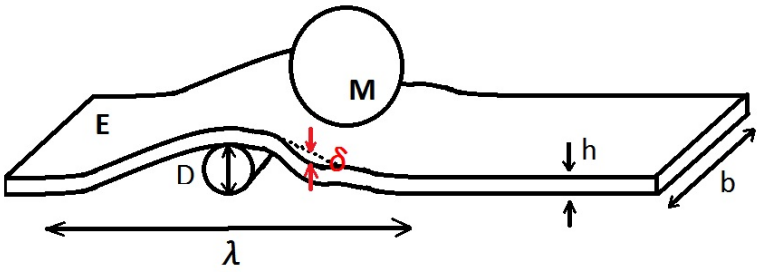


FIGURE B.3 – Schéma de la vague élastique déformée par une particule solide indéformable sphérique de masse M avec les paramètres utiles pour la détermination de la longueur de déformation δ. En pointillés, le profil de la vague sans déformation.

Influence de la déformation de la vague sur la transition Surf-Dérive

Dans le cas de la vague déformable, la conservation de l'énergie mécanique de la particule dans le référentiel de l'onde entre l'instant initial et l'instant final (figure B.4) se réécrit :

$$E_c + E_r = E_p + E_d$$

avec $E_d = Mg\delta$, énergie potentielle gravitationnelle de déformation de la vague mécanique par l'objet sur la taille caractéristique $\delta \sim \frac{Mg^{1/4}D^{3/4}}{bE^{1/4}\rho^{3/4}h^{3/2}}$ (en utilisant l'expression de la taille caractéristique de la vague mécanique λ, établie dans le Chapitre 4).

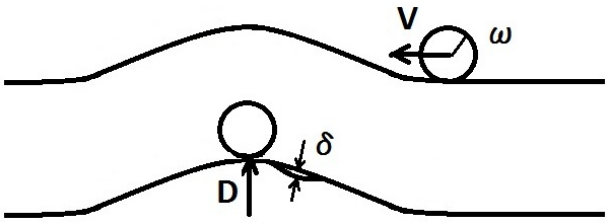


FIGURE B.4 – Schéma de l'état initial (haut) et l'état final (bas) de l'objet dans le référentiel de la vague. V est la vitesse relative entre l'objet et la vague, ω la vitesse de rotation de l'objet, D la hauteur de la vague et δ est la taille caractéristique de la déformation de la vague par l'objet.

Alors, on obtient la vitesse de transition en fonction des paramètres utiles :

$$V^* = \sqrt{\frac{2\ g\ (D+\delta)}{\frac{J}{MR^2}+1}} \qquad \text{avec } \delta(M,D) \text{ pour une bande élastique donnée.}$$

On remarque qu'on retrouve le résultat de la vitesse de transition dans le cas de la vague indéformable $\delta = 0$ de hauteur $H = D$.

La dépendance de la vitesse de transition V^* avec la masse de la bille M pour la vague gravitaire déformable de différentes hauteur D est présentée sur la figure B.5.

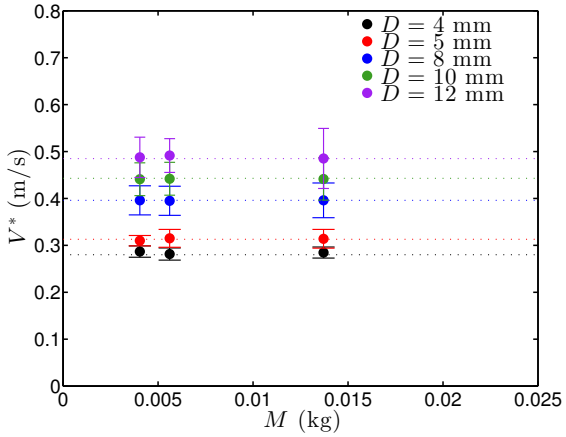


FIGURE B.5 – Vitesse de transition V^* (en m/s) en fonction de la masse de la bille M (en kg) pour la vague gravitaire déformable. Les hauteurs des vagues déformables sont $D = 4 - 5 - 8 - 10 - 12$ mm. Le rapport $\frac{J}{MR^2}$ a été choisi égal à 0.4 pour toutes les billes.

La vitesse de transition entre les deux régimes à hauteur de vague mécanique donnée ne dépend donc pas de la masse de la bille. On en déduit finalement que l'énergie stockée dans la déformation est restituée à la bille avant son arrivée au sommet.

Dans le cas de la vague déformable, la comparaison des résultats expérimentaux et la théorie montre que le modèle mis en place est erroné et on retrouve le modèle établi en cas de non-déformation de la vague mécanique.

Annexe C

Modèle théorique du Surf mécanique Etude dynamique

Cas général

Modélisation

Dans le référentiel de l'obstacle, le système peut être modélisé comme une bande élastique déplacée sur un obstacle sur laquelle se trouve un objet solide, de masse M, cylindre ou sphère de rayon R (éventuellement creux pour lequel on définit l'épaisseur e) en roulement sans glissement. On appelle toujours G le centre de gravité de l'objet et A le point de contact entre l'objet et la surface. L'orientation de l'objet est repérée par l'angle θ.

On appelle s la distance curviligne entre le sommet de la vague et A le point de contact entre l'objet et la surface (telle que $s \geq 0$ et $s = 0$ est quand l'objet est au sommet de la vague). On peut alors définir $\alpha(s)$, l'angle de la pente de la vague sous l'objet. On définit toujours les vecteurs unitaires tangent $\vec{u_T}$ (dans le sens de la croissance de la distance curviligne) et normal à la surface inclinée $\vec{u_N}$ (de la surface vers l'objet) (figure C.1).

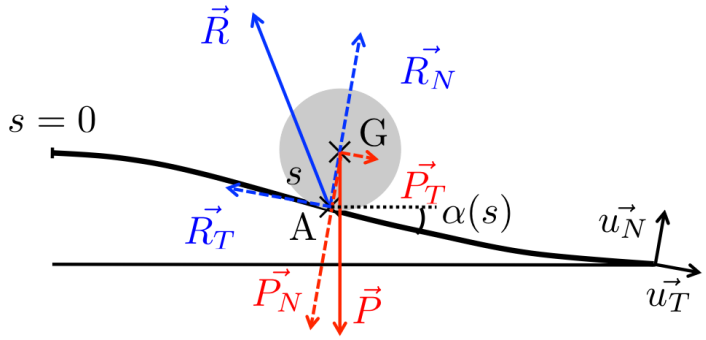


FIGURE C.1 – s la distance curviligne entre le sommet de la vague et A le point de contact entre l'objet et la surface (telle que $s \geq 0$ et $s = 0$ est quand l'objet est au sommet de la vague) et $\alpha(s)$, l'angle de la pente de la vague sous l'objet.

On considère qu'il y a roulement sans glissement entre l'objet et la surface donc

$$\dot{s} = R\dot{\theta} \tag{C.1}$$

L'objet est soumis à deux forces (figure C.1) : son poids $\vec{P} = M\vec{g}$ avec $\vec{g}$ l'accélération de pesanteur terrestre, appliqué en G, et la réaction du support $\vec{R}$, appliquée en A.
Le poids du solide $\vec{P} = M\vec{g}$ peut être décomposé selon la direction parallèle à la surface $\vec{P_T}$ et normale à la surface $\vec{P_N}$: $\vec{P} = \vec{P_T} + \vec{P_N}$ avec $\vec{P_T} = Mg\sin\alpha(s)\ \vec{u_T}$ et $\vec{P_N} = -Mg\cos\alpha(s)\ \vec{u_N}$.
La réaction du support $\vec{R}$ peut être aussi décomposée selon la direction parallèle au plan $\vec{R_T}$ et normale au plan $\vec{R_N}$: $\vec{R} = \vec{R_T} + \vec{R_N}$.

Mise en équation

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'objet solide, de masse M, de centre de gravité G dans le référentiel terrestre considéré galiléen projeté sur le vecteur $\vec{u_T}$ donne :

$$M\ddot{s} = Mg\sin\alpha - R_T \tag{C.2}$$

Le théorème du moment cinétique appliqué au centre de gravité de l'objet solide G, de rayon R et de moment d'inertie J, dans le référentiel terrestre considéré galiléen projeté sur l'axe de rotation de l'objet donne :

$$J\ddot{\theta} = RR_T \tag{C.3}$$

Ainsi, la combinaison des équations de condition de roulement sans glissement (C.1), du principe fondamental de la dynamique (C.2) et du théorème du moment cinétique (C.3) nous donne l'évolution de l'angle θ :

$$\ddot{\theta} = \frac{Mg}{\frac{J}{R}+MR}\sin\alpha$$

Cette équation, combinées aux conditions initiales et à l'équation du profil de la vague, est résolue numériquement pour nous permettre de décrire l'ensemble du comportement du système onde-particule mécanique.

Cas du plan incliné

La résolution dans le cas d'un plan incliné d'angle α constant et de hauteur H est menée analytiquement.

Résolution analytique

L'angle de rotation de l'objet à l'instant initial est choisi nul $\theta(0) = 0$ et la vitesse de rotation de l'objet à l'instant initial est aussi nulle $\dot{\theta(0)} = 0$. Ainsi, l'évolution de l'angle de rotation de l'objet avec le temps est :

$$\theta(t) = \frac{g\ \sin\alpha}{2(\frac{J}{MR}+R)}\ t^2$$

On suppose qu'à l'instant initial, l'objet est au bas du plan incliné d'angle α constant et de hauteur H donc $s(0) = \frac{H}{\sin\alpha}$. On note V la vitesse de déplacement de la bande élastique dans le référentiel de l'obstacle (on précise que nécessairement $V < 0$ dans ce référentiel). Ainsi, l'évolution de l'abscisse curviligne de l'objet avec le temps est :

$$s(t) = L + Vt + R\theta = L + Vt + \frac{g\ \sin\alpha}{2(\frac{J}{MR^2}+1)}t^2$$

Vitesse de transition Surf-Dérive

L'objet atteint atteint le somment de l'obstacle à l'instant t_c défini par $s(t_c) = 0 = L + Vt_c + \frac{g \sin\alpha}{2(\frac{J}{MR^2}+1)} t_c^2 = 0$ dont le discriminant est nul si :

$$V = -|V^*| = -\sqrt{\frac{2\ g\ H}{\frac{J}{MR^2}+1}}$$

Ainsi, comme dans le référentiel de l'obstacle, les vitesses sont négatives, si la vitesse de la bande élastique dans le référentiel de l'obstacle est plus petite que la vitesse $-|V^*|$, l'objet dépasse le sommet de l'obstacle, c'est le régime de dérive, sinon l'objet n'atteint pas le sommet de l'obstacle, c'est le régime de surf. Alors, dans le référentiel terrestre dans lequel les vitesses sont bien positives, la conclusion se réécrit telle que si la vitesse critique de la vague mécanique est V^* :

— si $V > V^*$, alors on a le régime de dérive,
— si $V < V^*$, alors on a le régime de surf.

On remarque que la vitesse de transition Surf-Dérive ne dépend pas de la forme de l'obstacle (mais seulement de sa hauteur). Par contre, elle dépend de la particule à travers le facteur $\frac{J}{MR^2}$. D'ailleurs, s'il s'agit d'un objet solide plein, ce facteur est finalement réduit à $\frac{2}{5}$ (pour la sphère pleine) et $\frac{1}{2}$ (pour le cylindre plein) quelles que soient les propriétés (masse et rayon) de ces objets. Par contre, s'il s'agit d'un objet solide creux (sphère creuse ou cylindre creux), ce facteur dépend encore (et seulement) des propriétés géométriques des objets (rayon extérieur et épaisseur).

Annexe D

Particules à faible frottement

Caléfaction ou effet Leidenfrost

La caléfaction, ou effet Leidenfrost, est définie par l'état d'un liquide isolé thermiquement d'une surface par une fine couche de sa propre vapeur [95, 8]. Ce phénomène apparaît quand la surface est à une température supérieure à une température critique, appelée température de Leidenfrost, elle-même supérieure à la température de vaporisation du liquide [95].

Par exemple, si la température de vaporisation de l'eau à pression atmosphérique est de 100°C, sa température de Leidenfrost est de l'ordre de 160°C sur une surface solide plane et lisse (figure D.1 (a)) [95, 8]. Aussi, pour des substances cryogéniques, dont les températures de vaporisation à pression atmosphérique sont inférieures à typiquement -150°C (par exemple -196°C pour le diazote et -183°C pour le dioxygène), une surface à température ambiante permet l'effet Leidenfrost (figure D.1 (b)).

(a) (b)

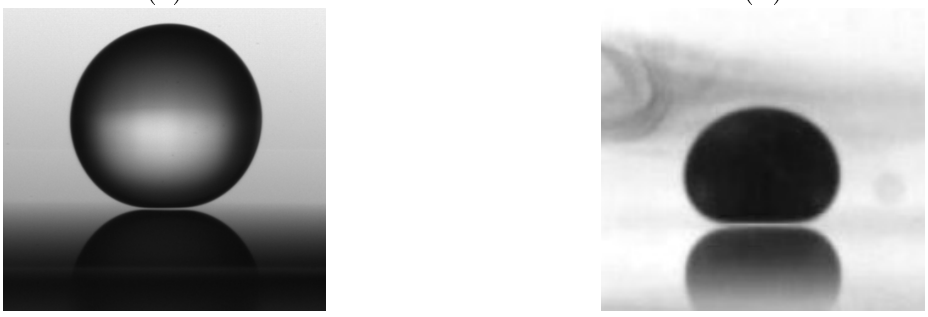


FIGURE D.1 – (a) Goutte d'eau (de taille caractéristique $\lambda_c = 3$ mm, sa longueur capillaire) et (b) Goutte d'oxygène liquide (de taille caractéristique $\lambda_c = 1.1$ mm, sa longueur capillaire) sur une surface solide, plane, lisse, horizontale et réfléchissante (a) à une température de l'ordre de 400°C [95] et (b) à température ambiante [92]. Dans les deux situations, entre la goutte (quasi-sphérique) et son reflet, on observe une raie de la lumière de l'arrière plan : la goutte est en lévitation sur une fine couche de sa vapeur (typiquement d'une épaisseur de l'ordre de la centaine de microns).

En particulier, utilisées dans nos expériences, des gouttes d'oxygène liquide qui sont donc en Leidenfrost sur n'importe qu'elle surface à température ambiante, nous permettent de jouir d'une grande liberté dans notre choix de surface.

Gouttes d'oxygène liquide

Génération

L'azote liquide est un liquide cryogénique, inerte chimiquement et donc facilement stocké dans les laboratoires et utilisé notamment comme réfrigérant dans diverses applications en chimie et en biologie. Sa température d'ébullition à pression atmosphérique est de -196°C (donc légèrement inférieure à celle de l'oxygène qui est de -183°C).

Après avoir rempli un cône de cuivre (le cuivre est un bon conducteur thermique) d'azote liquide, l'oxygène de l'air se liquéfie sur la surface extérieure du cône et draine jusqu'à sa pointe. La taille caractéristique des gouttes qui se détachent sous l'effet de la gravité est $\lambda_c = 1.1$ mm la longueur capillaire de l'oxygène liquide (figure D.2).

FIGURE D.2 – (a) Schéma du dispositif de condensation fractionnée pour liquéfier l'oxygène de l'air à partir d'azote liquide. (b) Photographie du dispositif magnifié lors de la performance 2080 du collectif Labofactory au vernissage de l'exposition Arts et Sciences, Le méridien climatique, à la Sorbonne en octobre 2015.

Au passage, on note qu'à ces températures, d'autres composants de l'air peuvent se liquéfier (éventuellement un peu de diazote mais aussi d'argon néanmoins présent en beaucoup plus faible proportion dans l'air) ou se solidifier (comme le dioxyde de carbone ou encore la vapeur d'eau) et que les gouttes d'oxygène ne sont donc pas totalement pures.

Propriétés

Isolation mécanique : particule à faible frottement L'isolation mécanique (la goutte est séparée du substrat par une fine couche de sa vapeur) assure une grande mobilité. Autrement dit, les gouttes en Leidenfrost sont des particules à faible frottement. Leur friction a été étudiée sur un plan incliné lisse (sur lequel on a mesuré la vitesse terminale [33, 96]), sur des surfaces texturées (notamment en créneau ou en toit d'usine [35]) pour des gouttes d'eau et en particulier, en confinement [33, 96] ou sur un bain liquide au repos [74] pour des gouttes de liquide cryogénique.

Les sources de dissipation d'énergie sont notamment les frottements visqueux dans le film de vapeur et inertiels de l'air sur la goutte. Typiquement le poids d'une goutte millimétrique est de l'ordre de 10^{-4} N tandis que l'ordre de grandeur des forces de frottement déduites pour des vitesses de l'ordre du m/s, sont plutôt de l'ordre 10^{-7} à 10^{-6} N.

Paramagnétisme : particule magnétique L'oxygène est paramagnétique, c'est-à-dire qu'il s'agit d'un matériau sensible au champ magnétique et en particulier, caractérisé par l'absence de propriétés magnétiques propres mais qui, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, acquiert des propriétés magnétiques dans le sens d'une attraction par la source de champ magnétique [92, 93].

Paramagnétique et en Leidenfrost à température ambiante et pression atmosphérique, une goutte d'oxygène liquide assure finalement le rôle de particule à faible frottement dans les études du phénomène d'entraînement de particules par des ondes dans le domaine mécanique (Chapitre 4) et le domaine magnétique (Chapitre 5).

Annexe E

Impacts de gouttes en Leidenfrost sur bains liquides

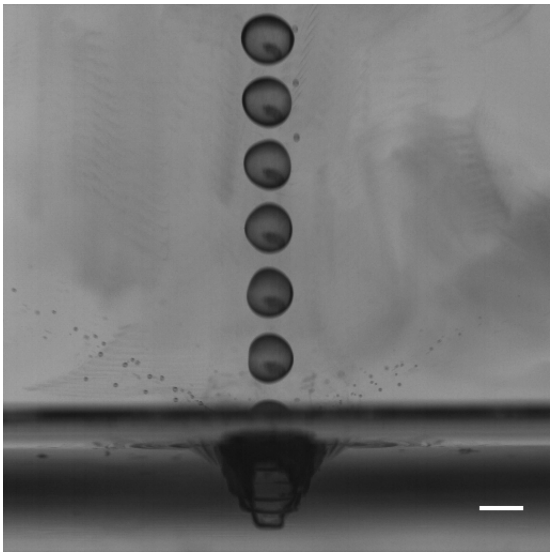


FIGURE E.1 – Superposition d'images de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide à température ambiante et pression atmosphérique. Le pas de temps entre les images est de 2 ms. L'échelle représente 2 mm.

Sommaire

E.1 Présentation de l'expérience 176
E.1.1 Dispositif expérimental 176
E.1.2 Paramètres expérimentaux utiles 177
E.1.3 Catégorisation des impacts 177
E.2 Différents régimes d'impact 178
E.2.1 Mise en évidence 178
E.2.2 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact et de la taille de la goutte 180
E.2.3 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact de la goutte et de la viscosité du bain 181
E.2.4 Vitesse critique en fonction de la tension de surface du bain . . . 181

E.3 Cavités d'impact 182
E.3.1 Description 183
E.3.2 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide 184
E.3.3 Influence de la viscosité du bain liquide 184
E.3.4 Influence de la tension de surface du bain liquide 185
E.3.5 Modélisation 186
E.4 Rebond de la goutte d'oxygène liquide après l'impact 188
E.4.1 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide 188
E.4.2 Influence de la viscosité du bain liquide 189
E.4.3 Modélisation 190
E.4.4 Energies de dissipation lors du rebond 192
E.5 Au-delà de l'impact 193
E.5.1 Taux d'évaporation 193
E.5.2 Effet cascade 194

en collaboration avec Adrien Rossi

Cette étude des impacts de gouttes en Leidenfrost sur bains liquides a été menée suite aux expériences de surf hydrodynamique à faible frottement (présentées en tant que perspectives dans la conclusion générale de la thèse). Nous avons constaté lors du dépôt des gouttes à la surface des vagues que leur impact pouvait être surprenant et nous avons décidé d'investiguer ce problème.

E.1 Présentation de l'expérience

E.1.1 Dispositif expérimental

On s'intéresse à l'impact de gouttes d'oxygène liquide sur un bain liquide. Il s'agit d'impacts liquide/liquide, non coalescents et même non mouillants entre deux liquides grâce à l'effet Leidenfrost, ou caléfaction, de l'oxygène liquide à température ambiante et pression atmosphérique (compléments dans l'Annexe D).

Les liquides utilisés pour le bain sont de l'eau pure, des huiles silicones ou des mélanges eau-glycérol. La gamme des paramètres expérimentaux des bains liquides (à une température de l'ordre de 20°C) sont présentés sur la figure E.2 et le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure E.3.

Dans toutes nos expériences, la direction d'impact est toujours verticale, perpendiculaire à la surface du bain liquide. On considère le bain liquide de taille infiniment grande devant la taille caractéristique de la goutte et on négligera donc les effets de bord/fond dans le bain liquide.

Nature du bain liquide	ν (10^{-6} m^2.s^{-1})	γ (mN.m^{-1})	ρ (kg.m^{-3})
Eau	1	72.8	1000
Huiles silicones	5-10-15.7-20-24.5-50	≈ 20	≈ 950
Mélange eau-glycérol	9	≈ 68	≈ 1100

FIGURE E.2 – Tableau présentant la gamme des paramètres expérimentaux (à une température de l'ordre de 20°C) pour les bains liquides : eau, huiles silicones et mélange eau-glycérol. ν est la viscosité cinématique du bain, γ sa tension de surface et ρ sa masse volumique.

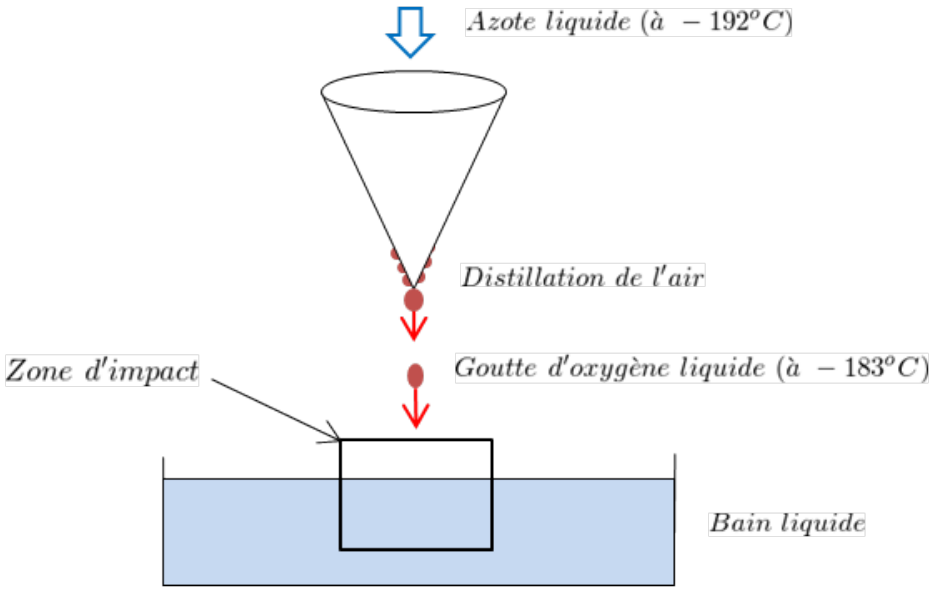


FIGURE E.3 – Schéma du dispositif expérimental d'impact de gouttes d'oxygène liquide sur bain liquide. La zone d'impact est filmée de côté à la caméra rapide.

E.1.2 Paramètres expérimentaux utiles

Les paramètres expérimentaux que l'on fait varier sont :
— au niveau de la goutte d'oxygène liquide : sa taille et sa vitesse d'impact,
— au niveau du bain liquide : sa viscosité et sa tension de surface.

Les phénomènes sur lesquels on se concentre sont :
— les différents comportements lors de l'impact (partie E.2),
— la forme et la taille maximale de la cavité (partie E.3),
— la vitesse de rebond de la goutte (partie E.4).

On finit par présenter deux situations qui apparaissent au-delà de l'impact (partie E.5).

E.1.3 Catégorisation des impacts

Les impacts sont catégorisés selon deux nombres adimensionnés : le nombre de Reynolds R_e qui compare les effets inertiels et les effets visqueux ($R_e = \frac{RV_i}{\nu}$) et le nombre de Bond B_o qui compare les effets gravitaires et les effets capillaires ($B_o = R/\lambda_c$).

On étudie l'impact de gouttes d'oxygène liquide (de taille caractéristique $R \approx \lambda_c = 1.1$ mm et de vitesse d'impact V_i) sur un bain d'eau (de viscosité cinématique $\nu = 1.10^{-6}$ $m^2.s^{-1}$, de masse volumique ρ =1000 kg.m^{-3} et de tension de surface $\gamma = 72.8$ mN.m^{-1}). En prenant une vitesse caractéristique d'impact de l'ordre du m.s^{-1} (dans nos expériences, les vitesses d'impact varient entre 0.5 m.s^{-1} et 5 m.s^{-1}), le nombre de Reynolds est de l'ordre de 1000. Donc l'inertie du fluide domine sur la dissipation visqueuse. La dissipation visqueuse pourra ainsi être négligée lors du bilan énergétique dans le cas du bain d'eau. Le nombre de Bond est de l'ordre de 0.4. Les effets capillaires et gravitaires sont de poids comparable dans la dynamique des cavités.

Pour les bains d'huiles silicones, de viscosité jusqu'à 50 fois supérieure à l'eau, le nombre de Reynolds ne sera alors plus largement supérieur à 1 (environ 50 pour l'huile silicone de viscosité cinématique $\nu = 50.10^{-6}$ m^2.s^{-1}), la dissipation visqueuse ne pourra plus être négligée. Par contre, le nombre de Bond sera toujours inférieur mais de l'ordre à 1 (environ 0.2 pour l'huile silicone de viscosité cinématique $\nu = 50.10^{-6}$ m^2.s^{-1}), les effets capillaires et gravitaires sont toujours de poids comparable dans la dynamique des cavités.

Les impacts de gouttes d'oxygène liquide sur les bains liquides sont donc des impacts capillaires/gravitaires, inertiels sur le bain d'eau et visqueux sur les bains d'huile silicone.

E.2 Différents régimes d'impact

E.2.1 Mise en évidence

Lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain liquide, on observe différents comportements.

La goutte d'oxygène liquide peut rebondir totalement à la surface du bain liquide (figure E.4). Le rebond de la goutte d'oxygène liquide est accompagné de l'ouverture et de la fermeture d'une cavité à la surface du bain liquide.

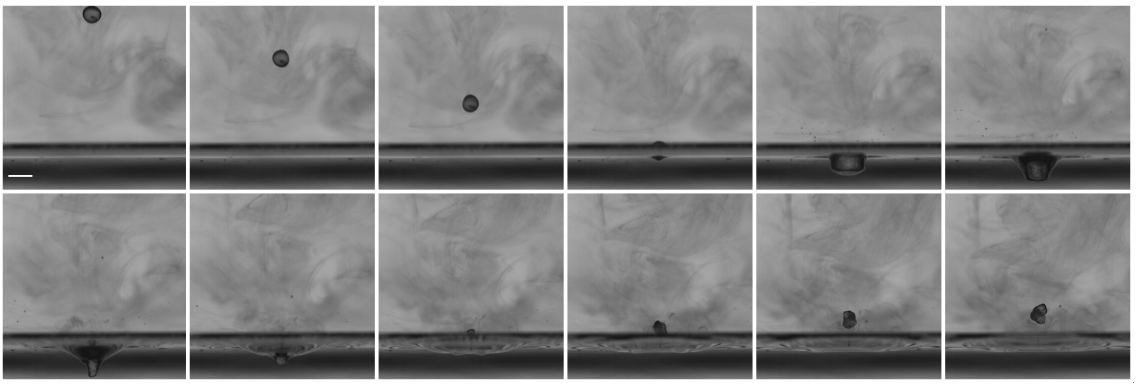


FIGURE E.4 – *Rebond total sans rupture.* Séquence d'images de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm et de vitesse d'impact $V_i = 1.4$ m.s^{-1}) sur un bain d'eau liquide à température ambiante et pression atmosphérique. Les images sont rangées chronologiquement par ligne de gauche à droite. Le pas de temps entre deux images est de 4 ms et l'échelle représente 3 mm.

La goutte d'oxygène liquide peut aussi rebondir partiellement à la surface du bain liquide (figure E.5). En effet, lors de la fermeture de la cavité d'impact, on observe un pincement de la cavité (figure E.6 (a)) et sa rupture qui entraîne une scission de la goutte d'oxygène liquide. Une partie rebondit et l'autre est piégée sous la surface du bain liquide à l'intérieur d'une bulle (figure E.6 (b)) qui croît à la surface du bain liquide par évaporation de la goutte d'oxygène liquide toujours en Leidenfrost à l'intérieur de la bulle.

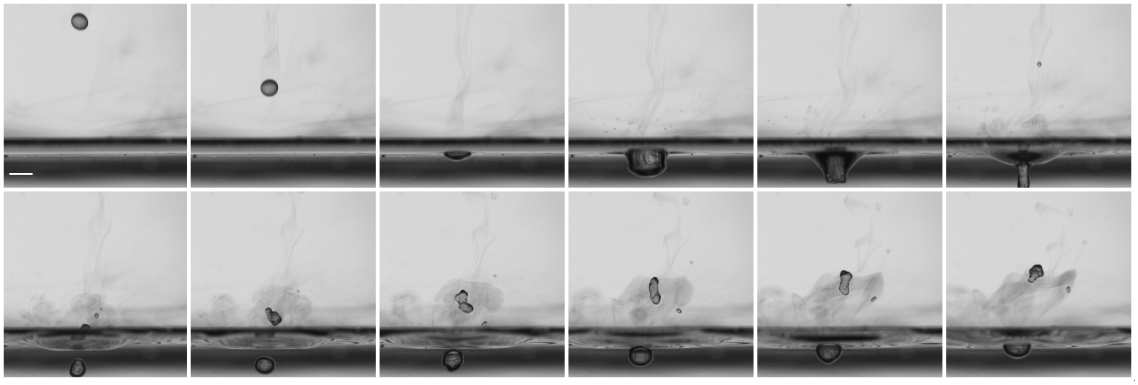


FIGURE E.5 – *Rebond partiel avec rupture.* Séquence d'images de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm et de vitesse d'impact $V_i = 1.7$ m.s^{-1}) sur un bain d'eau liquide à température ambiante et pression atmosphérique. Les images sont rangées chronologiquement par ligne de gauche à droite. Le pas de temps entre deux images est de 5 ms et l'échelle représente 3 mm. On observe le pincement de la cavité et sa rupture, et l'apparition et la croissance de la bulle sous la surface du bain.

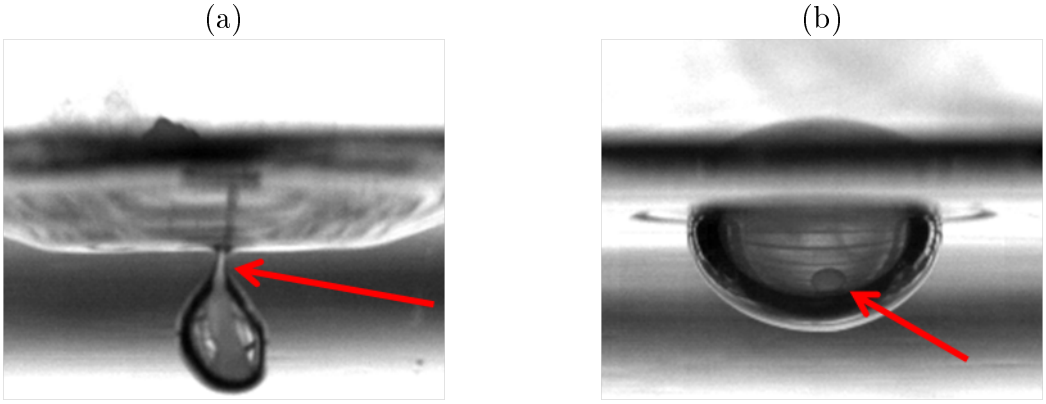


FIGURE E.6 – (a) Photo du pincement de la cavité juste avant la rupture qui entraîne une scission la goutte d'oxygène liquide : une partie rebondit et l'autre est piégée sous la surface du bain liquide. La flèche désigne le pincement. (b) Photo de la bulle à la surface du bain liquide dans laquelle est piégée une partie de la goutte d'oxygène liquide. La flèche désigne la goutte piégée.

Dans le cas d'un bain d'huile silicone, la goutte d'oxygène liquide peut finalement rebondir totalement à la surface du bain liquide mais en deux parties (figure E.7). Lors de la fermeture de la cavité d'impact, on observe toujours un pincement de la cavité et sa rupture qui entraîne une scission de la goutte d'oxygène liquide. La première partie rebondit toujours mais la seconde n'est pas piégée sous la surface du bain liquide et rebondit également.

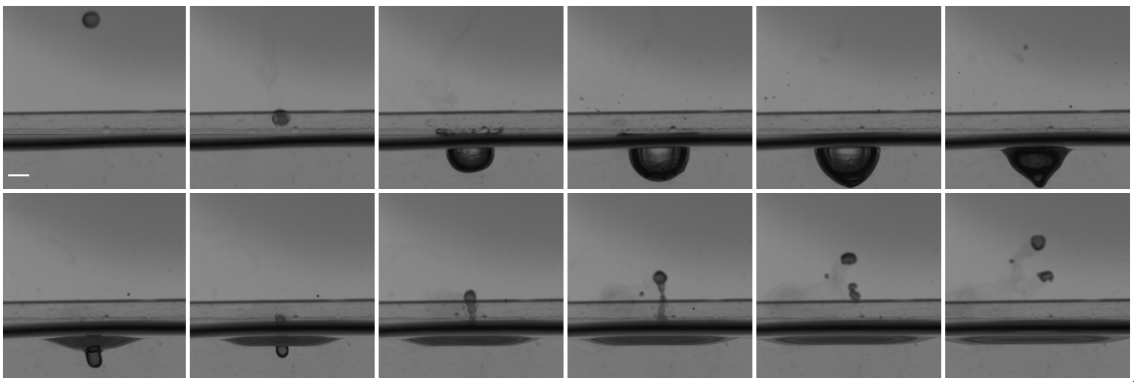


FIGURE E.7 – *Rebond total avec rupture.* Séquence d'images de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm et de vitesse d'impact $V_i = 2.4$ m.s^{-1}) sur un bain d'huile silicone (de viscosité $\nu = 15.7\ .10^{-6}$ m^2.s^{-1}). Les images sont rangées chronologiquement par ligne de gauche à droite. Le pas de temps entre deux images est de 6 ms et l'échelle représente 3 mm. On observe le rebond de la goutte en deux parties.

On distingue donc les régimes de *rebond total sans rupture* (figure E.4), de *rebond partiel avec rupture* (figure E.5) et *rebond total avec rupture* (figure E.7) de lors de l'impact d'une goutte d'oxygène en Leidenfrost sur bain liquide à température ambiante et pression atmosphérique.

On s'intéresse à l'influence de la vitesse d'impact et de la taille de la goutte, de la viscosité et de la tension de surface du bain liquide sur la transition entre les régimes.

E.2.2 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact et de la taille de la goutte

Lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon R et de vitesse d'impact V_i) sur un bain d'eau liquide, on observe le régime de *rebond total sans rupture* (figure E.4) et le régime de *rebond partiel avec rupture* (figure E.5).

Le diagramme de phase de l'impact de la goutte d'oxygène liquide sur le bain d'eau liquide en fonction de sa taille et de sa vitesse d'impact est présenté sur la figure E.8.

Pour les plus petites gouttes et les plus petites vitesses, on observe le régime de *rebond total sans rupture* et pour les plus grosses gouttes et les plus grandes vitesses, le régime de *rebond partiel avec rupture.*
On appelle vitesse critique de rupture V^* la vitesse à partir de laquelle apparaît la rupture. La vitesse critique de rupture V^* dépend de la taille de la goutte d'oxygène liquide : plus la goutte est grosse, moins la vitesse critique de rupture est importante.

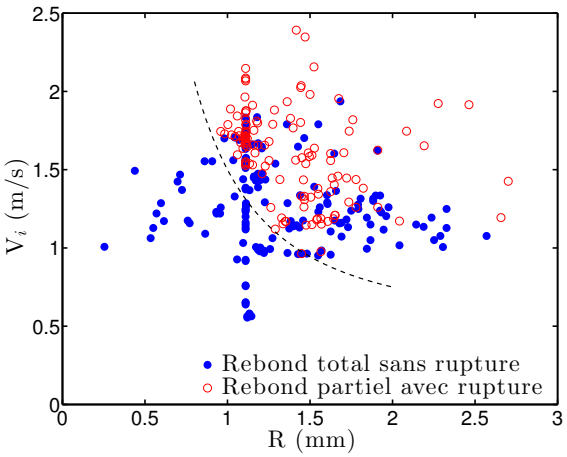


FIGURE E.8 – Diagramme de phase de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide en fonction de son rayon R (en m) et de sa vitesse d'impact V_i (en m.s^{-1}). En trait pointillé, la vitesse critique de rupture V^* (en m.s^{-1}) en fonction du rayon de la goutte R (en m).

E.2.3 Diagramme de phase en fonction de la vitesse d'impact de la goutte et de la viscosité du bain

Lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon R =1.1 mm et de vitesse d'impact V_i) sur un bain d'huile silicone (de viscosité cinématique ν), on observe à nouveau les régimes de *rebond total sans rupture* (figure E.4) et de *rebond partiel avec rupture* (figure E.5) mais on constate l'apparition du troisième régime : *rebond total avec rupture* (figure E.7).

Le diagramme de phase de l'impact de la goutte d'oxygène liquide sur le bain d'huile silicone en fonction de la viscosité du bain et de la vitesse d'impact de la goutte est présenté sur la figure E.9.

Dans le cas du bain d'huile silicone, on définit deux vitesses de transtion. On retrouve d'abord la vitesse critique de rupture V^* à partir de laquelle apparaît la bulle et que seule une partie de la goutte rebondit. On a ensuite une nouvelle vitesse de transition V' ($V' > V^*$) à partir de laquelle la goutte est toujours scindée mais les deux parties rebondissent. La vitesse critique de rupture V^* augmente avec la viscosité tandis que la nouvelle vitesse de transition V' diminue avec la viscosité. Pour les viscosités les plus importantes, on se rapproche du cas d'un impact d'une goutte en Leidenfrost sur une surface solide, on n'observe donc plus de rupture de la cavité mais seulement le régime de *rebond total sans rupture*.

E.2.4 Vitesse critique en fonction de la tension de surface du bain

On s'intéresse à l'influence de la tension de surface du bain liquide sur la vitesse critique de rupture V^* lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm) sur des bains liquides de viscosités cinématiques comparables ($\nu = 9 - 10$ m^2.s^{-1}) mais de tensions de surface γ différentes.

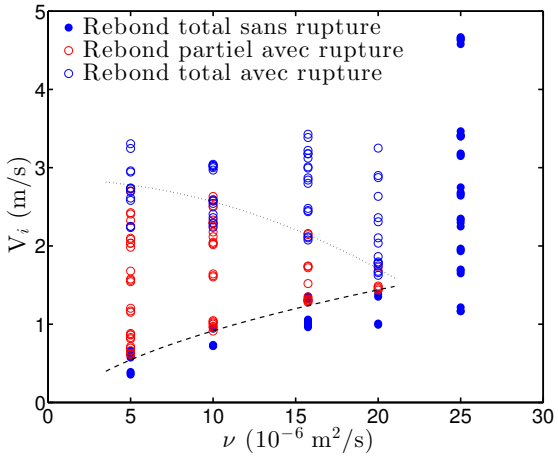


FIGURE E.9 – Diagramme de phase de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'huile silicone en fonction de la viscosité du bain ν (en m^2.s^{-1}) et de la vitesse d'impact de la goutte V_i (en m.s^{-1}). Le rayon de la goutte d'oxygène liquide est fixé à $R = 1.1$ mm. En trait pointillé épais, la vitesse critique de rupture V^* (en m.s^{-1}) en fonction de la viscosité du bain ν (en m^2.s^{-1}). En trait pointillé fin, la vitesse critique de transition V' (en m.s^{-1}) en fonction de la viscosité du bain ν (en m^2.s^{-1}).

Sur un bain de mélange eau-glycérol (de tension de surface $\gamma \approx 68$ mN.m^{-1}), la vitesse critique de rupture V^* est de l'ordre de 2 m.s^{-1}. Sur un bain d'huile silicone (de tension de surface $\gamma \approx 20$ mN.m^{-1}), elle est seulement de l'ordre 1 m.s^{-1}.

La vitesse critique de rupture V^* diminue donc avec la tension de surface du bain liquide. En effet, quand la tension de surface du bain liquide diminue, l'énergie de surface nécessaire à la rupture diminue donc l'énergie cinétique d'impact critique de rupture diminue aussi donc, à mêmes rayons de goutte, la vitesse critique de rupture diminue.

Les impacts de gouttes liquides (de rayon R et de vitesse d'impact V_i) sur bains liquides (de masse volumique ρ et de tension de surface γ) sont traditionnellement caractérisés par deux nombres adimensionnés : le nombre de Weber W_e qui compare les effets inertiels et les effets capillaires ($W_e = \frac{\rho V_i^2 R}{\gamma}$) et le nombre de Froud F_r qui compare les effets inertiels et les effets gravitaires ($F_r = \frac{V_i^2}{gR}$). La modélisation des vitesses critiques qui ont été mises en évidence dans les expériences d'impacts de gouttes en Leidenfrost sur bains liquides doit encore être discutée.

E.3 Cavités d'impact

Lors de l'impact de la goutte en Leidenfrost sur le bain liquide, une cavité millimétrique se forme à la surface du bain. On s'intéresse à la forme et à la taille maximale (à la fin de l'ouverture et avant le début de la fermeture) des cavités d'impact.

E.3.1 Description

Si les cavités présentent toujours une symétrie axiale autour de la direction d'impact verticale, la forme des cavités est différente selon la nature du bain liquide. Pour un bain d'huile silicone, les cavités sont plutôt de forme hémisphérique, alors que pour un bain d'eau, elles sont plutôt de forme conique (figure E.10).

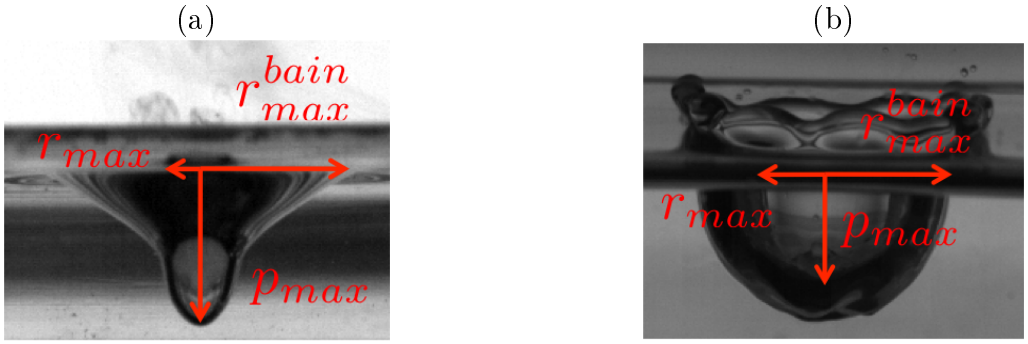


FIGURE E.10 – Photos de cavités formées par l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur (a) un bain d'eau (b) un bain d'huile silicone (de viscosité cinématique $\nu = 5\ .10^{-6}\ \mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$), au moment où la taille de la cavité est maximale. p_{max} et r_{max} sont la profondeur maximale et le rayon maximal de la cavité. r_{max}^{bain} est le rayon maximal de la zone du bain liquide mis en mouvement.

On note d'abord que les deux types de cavités sont globalement plus profondes que larges et que cette caractéristique est plus marquée pour les cavités d'impact sur bain d'eau liquide que sur bain d'huile silicone. La différence de tension de surface entre les différents bains liquides explique la différence de forme des cavités. En effet, les huiles silicones ayant une tension de surface trois fois plus faible que l'eau, la surface du bain a tendance à se déformer beaucoup plus facilement lors de l'impact. Le bain d'eau liquide se déformera ainsi beaucoup plus dans la direction verticale (qui correspond à la direction de l'impact) que dans la direction horizontale.

La cavité est la zone principale centrale remplie de l'air qui s'est engouffré derrière la goutte lors de l'impact. On remarque autour du trou une zone plus foncée. Cette zone périphérique à la frontière avec le bain liquide est donc le lieu de plus de déviation de la lumière : Elle correspond à la zone du bain liquide mise en mouvement.

On définit p_{max} la profondeur maximale, r_{max} le rayon maximal de la cavité et r_{max}^{bain} le rayon maximal de la zone du bain liquide mis en mouvement. Pour les cavités du bain d'eau liquide, on a $p_{max} \geq r_{max}$ (cavités fortement étirées dans la direction de l'impact) et $p_{max} \simeq r_{max}^{bain}$ (cavité plutôt de forme conique). Pour les cavités du bain d'huile silicone, on a aussi $p_{max} \geq r_{max}$ (cavités étirées, mais plus faiblement, dans la direction de l'impact) mais $p_{max} \simeq r_{max}^{bain}$ (cavité plutôt de forme hémisphérique).

On s'intéresse à la taille maximale de la cavité lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain liquide en fonction de la taille et de la vitesse d'impact de la goutte et de la viscosité et de la tension de surface du bain liquide.

E.3.2 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide

La profondeur maximale p_{max} et le rayon maximal r_{max} de la cavité en fonction du du rayon R et de la vitesse d'impact V_i de la goutte sur le bain d'eau liquide sont présentés sur la figure E.11.

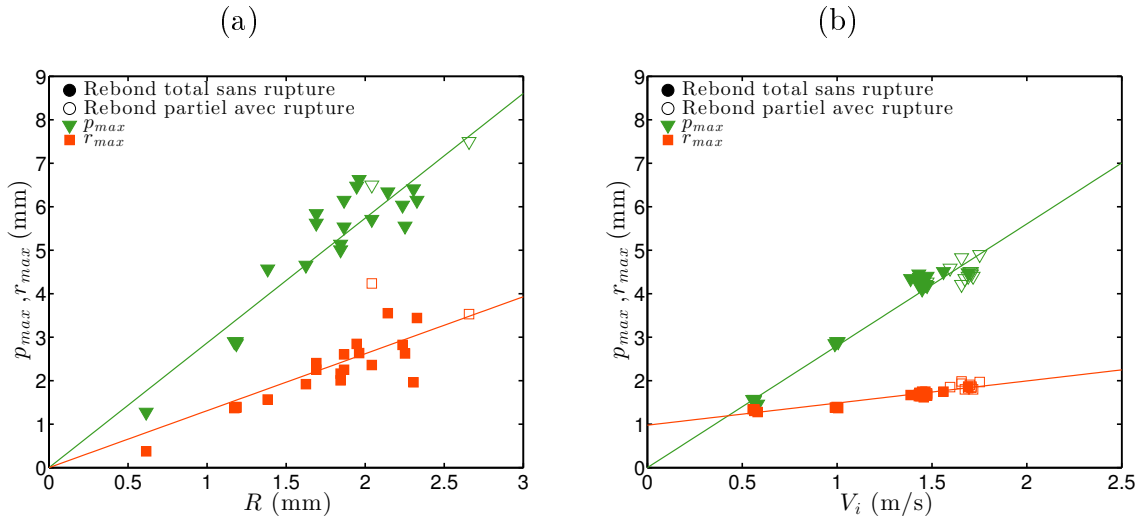


FIGURE E.11 – Profondeur maximale p_{max} (en mm) et rayon maximal r_{max} (en mm) de la cavité d'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide (a) en fonction de son rayon R (en mm) à vitesse d'impact V_i = 1-1.2 m.s^{-1} fixée, (b) en fonction de sa vitesse d'impact V_i (en m.s^{-1}) à rayon $R = 1.1$ mm fixé.

Dans ce cas d'impacts sur bain d'eau liquide, on retrouve d'abord que les cavités sont étirées dans la direction verticale ie la direction d'impact : $p_{max} \geq r_{max}$ pour toutes les tailles et les vitesses d'impact des gouttes. Les cavités sont plus de deux fois plus profondes que larges.

Les dimensions de la cavité sont proportionnelles à la taille de la goutte. La profondeur maximale p_{max} croît un peu plus de deux fois plus vite que le rayon maximal r_{max} avec le rayon R. Quand taille de la goutte tend vers 0, les dimensions de la cavité tendent vers 0 : il n'y a en effet plus de cavité (puisqu'il n'y a plus de goutte !).
La profondeur maximale et le rayon maximal de la cavité augmentent, linéairement pour p_{max} et de manière affine pour r_{max}, avec la vitesse d'impact de la goutte sur le bain d'eau liquide. Le rayon maximal r_{max} croît très faiblement la vitesse d'impact V_i. Quand la vitesse d'impact tend vers 0, la profondeur de la cavité tend vers 0 tandis que le rayon de la cavité tend vers la longueur capillaire de l'oxygène liquide $\lambda_c = 1.1$ mm : on a en effet une cavité non plus d'impact mais de dépôt de la goutte en Leidenfrost sur le bain liquide qui a la taille caractéristique de la goutte ($R \approx a$).

E.3.3 Influence de la viscosité du bain liquide

Les évolutions de la profondeur maximale p_{max} et du rayon maximal r_{max} de la cavité formée par l'impact d'une goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm) sur des bains d'huile silicone (de viscosités cinématiques ν = 5-10-20-50 .10^{-6} m^2.s^{-1}) en fonction de la vitesse d'impact V$_i$ sont présentées sur la figure E.12.

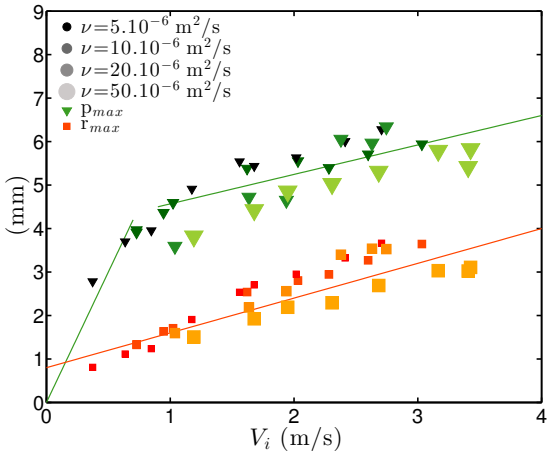


FIGURE E.12 – Profondeur maximale p_{max} (en mm) et rayon maximal r_{max} (en mm) de la cavité d'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur des bains d'huile silicone (de viscosités cinématiques ν = 5-10-20-50 .10^{-6} m^2.s^{-1}) en fonction de sa vitesse d'impact V_i (en m.s^{-1}) à rayon $R = 1.1$ mm fixé.

Dans ce cas d'impacts sur bains d'huile silicone, on retrouve encore que les cavités sont étirées dans la direction verticale ie la direction d'impact : $p_{max} \geq r_{max}$ pour toutes les vitesses d'impact des gouttes et toutes les viscosités des bains. Les tailles des cavités des bains d'huile silicone sont du même ordre de grandeur que celles du bain liquide d'eau à taille et vitesse d'impact de goutte comparables. Le rapport de la profondeur sur la largeur des cavités sur bains d'huile silicone est légèrement inférieur à celui des cavités sur bain d'eau liquide : elles sont désormais un peu moins de deux fois plus profondes que larges.

Comme dans le cas des impacts sur bain d'eau, le rayon maximal r_{max} augmente de manière affine avec la vitesse d'impact de la goutte sur les bains d'huile silicone. La profondeur maximale augmente d'abord linéairement mais s'infléchit maintenant pour les grandes vitesses d'impact.

Quant à l'influence de la viscosité du bain liquide, on dégage une tendance : il semble que la profondeur et la largeur de la cavité croissent un peu moins vite avec la vitesse d'impact lorsque la viscosité du bain augmente. Cela pourrait être dû au fait qu'il y a plus d'énergie visqueuse dissipée quand la viscosité du bain augmente.

E.3.4 Influence de la tension de surface du bain liquide

On s'intéresse à l'influence de la tension de surface du bain liquide sur la taille de la cavité lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide de rayon $R = 1.1$ mm.

A mêmes vitesses d'impact, les dimensions de la cavité augmentent quand le tension de surface du bain liquide diminue. Le rapport des dimensions de la cavité lors de l'impact de la goutte d'oxygène liquide sur un bain de mélange eau-glycérol (de tension de surface $\gamma \approx 68$ mN.m^{-1}) et sur un bain d'huile silicone (de tension de surface $\gamma \approx 20$ mN.m^{-1}), est de l'ordre de 75%. En effet, quand la tension de surface du bain liquide diminue, l'énergie de surface nécessaire à l'ouverture de la cavité diminue aussi donc, à mêmes vitesses d'impact et rayons de goutte, la taille maximale de la cavité augmente.

E.3.5 Modélisation

Hypothèses simplificatrices

D'après la partie E.1.3, on prend en compte l'énergie de dissipation visqueuse dans le cas des bains d'huile silicone (impacts visqueux) mais on la néglige dans le cas des bains d'eau liquide (impacts inertiels).
On considère ensuite que les cavités sont de forme hémisphérique de rayon moyen $r_{moy} = (p_{max} + r_{max})/2$.
Pour finir, on néglige les énergies de rebond, de déformation de la goutte et de rotation de la goutte lors de son rebond après l'impact sont négligées.

Identification des énergies mises en jeu

On considère l'impact de gouttes d'oxygène liquide (de masse volumique $\rho_{ox} = 1141$ kg.m^{-3}, de rayon R et de vitesse d'impact V_i) sur un bain d'eau liquide (de tension de surface $\gamma_l = 72.8$ mN.m^{-1} et de masse volumique $\rho_l = 1000$ kg.m^{-3}) et sur les bains d'huile silicone (de tension de surface $\gamma_l \approx 20$ mN.m^{-1}, de masse volumique $\rho_l \approx 950$ kg.m^{-3} et de viscosités cinématiques $\nu = 5 - 50\ .10^{-6}$ m^2.s^{-1}). Lors de l'ouverture de la cavité, l'énergie cinétique d'impact de la goutte E_{ci} est convertie en énergie de surface E_γ nécessaire à la création de la cavité (impacts capillaires) et une énergie potentielle de pesanteur E_{pg} nécessaire au déplacement du volume de fluide dans la zone d'impact (impacts gravitaires) mais aussi en énergie de dissipation visqueuse E_ν lors de la mise en mouvement du bain liquide dans le cas des bains d'huile silicone.
Le bilan de conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_{ci} = E_\gamma + E_{pg} + E_\nu$$

toujours avec :

- E_{ci}, l'énergie cinétique d'impact $E_{ci} = \frac{1}{2}\rho_{ox}(\frac{4}{3}\pi R^3)V_i^2$,
- E_γ, l'énergie de surface $E_\gamma = \gamma_l 2\pi r_{moy}^2$,
- E_{pg}, l'énergie potentielle de pesanteur $E_{pg} = \rho_l(\frac{2}{3}\pi r_{moy}^3)g r_{moy}$
- et pour les bains d'huile silicone, E_ν, l'énergie de dissipation visqueuse $E_\nu = \nu\rho_l 2\pi r_{moy}^2 V_i$.

On obtient alors l'expression théorique du rayon moyen de la cavité r_{moy} en fonction du rayon R et de la vitesse d'impact V_i de la goutte pour le bain d'eau (pour lequel la viscosité cinématique est négligée) et pour les bains d'huile silicone de viscosité cinématique ν :

$$r_{moy}^{eau} = \sqrt{-\frac{3\gamma}{2\rho_l g} + \sqrt{\left(\frac{3\gamma}{2\rho_l g}\right)^2 + \frac{\rho_{ox}}{\rho_l g}R^3V_i^3}}$$

$$r_{moy}^{huile} = \sqrt{-\frac{3(\gamma+\rho_l\nu V_i)}{2\rho_l g} + \sqrt{\left(\frac{3(\gamma+\rho_l\nu V_i)}{2\rho_l g}\right)^2 + \frac{\rho_{ox}}{\rho_l g}R^3V_i^3}}$$

Confrontation modèle-expériences

Le rayon moyen expérimental de la cavité en fonction du rayon moyen théorique pour le bain d'eau est présenté sur la figure E.13.

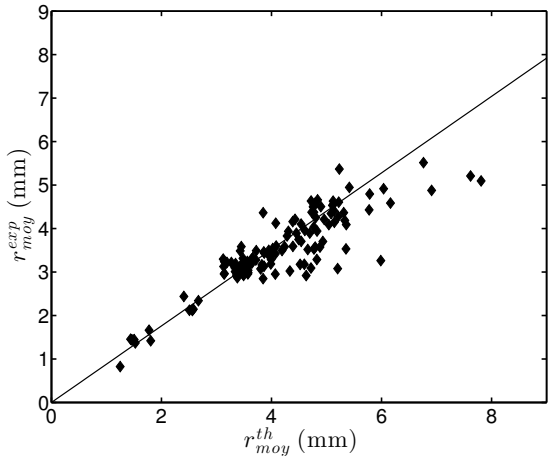


FIGURE E.13 – Rayon moyen expérimental (en mm) de la cavité d'impact des gouttes d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide en fonction du rayon moyen théorique (en mm) en négligeant la dissipation visqueuse.

Pour le bain d'eau, le coefficient directeur de la droite moyenne expérimentale est de 0.88. Le modèle théorique est donc cohérent avec les résultats expérimentaux. L'écart à la diagonale principale peut être expliqué par le fait que les cavités dans le cas du bain d'eau s'éloignent de la forme hémisphérique utilisée dans les hypothèses.

Le rayon moyen expérimental de la cavité en fonction du rayon moyen théorique pour les bains d'huile silicone $\nu = 5 - 10 - 20 - 50\ .10^{-6}$ m^2.s^{-1} est présenté sur la figure E.14.

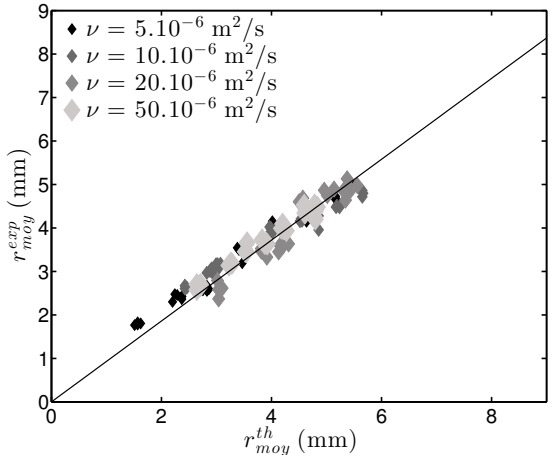


FIGURE E.14 – Rayon moyen expérimental (en mm) de la cavité d'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'huile silicone, de viscosités $\nu = 5 - 10 - 20 - 50\ .10^{-6}$ m^2.s^{-1}, en fonction du rayon moyen théorique (en mm).

Pour les bains d'huile silicone, le coefficient directeur des droites moyennes expérimentales est de 0.93. Le modèle théorique est donc en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Les énergies de rebond et de déformation de la goutte négligées dans ce modèle peuvent être responsables de cet écart à la diagonale principale.

E.4 Rebond de la goutte d'oxygène liquide après l'impact

On s'intéresse au rebond de la goutte d'oxygène liquide après son impact sur un bain liquide en fonction de la taille et la vitesse d'impact de la goutte avant l'impact et de la viscosité du bain liquide.

E.4.1 En fonction de la taille de la goutte et de la vitesse d'impact de la goutte sur le bain liquide

Pour le bain d'eau liquide, la vitesse de rebond V_{reb} est la vitesse maximale de la goutte (dans le régime de *rebond total sans rupture*) ou de la partie de la goutte qui rebondit (dans le régime de *rebond partiel avec rupture*).

La vitesse de rebond V_{reb} après l'impact de la goutte sur le bain d'eau liquide en fonction du rayon R et de la vitesse d'impact V_i de la goutte est présenté sur la figure E.15.

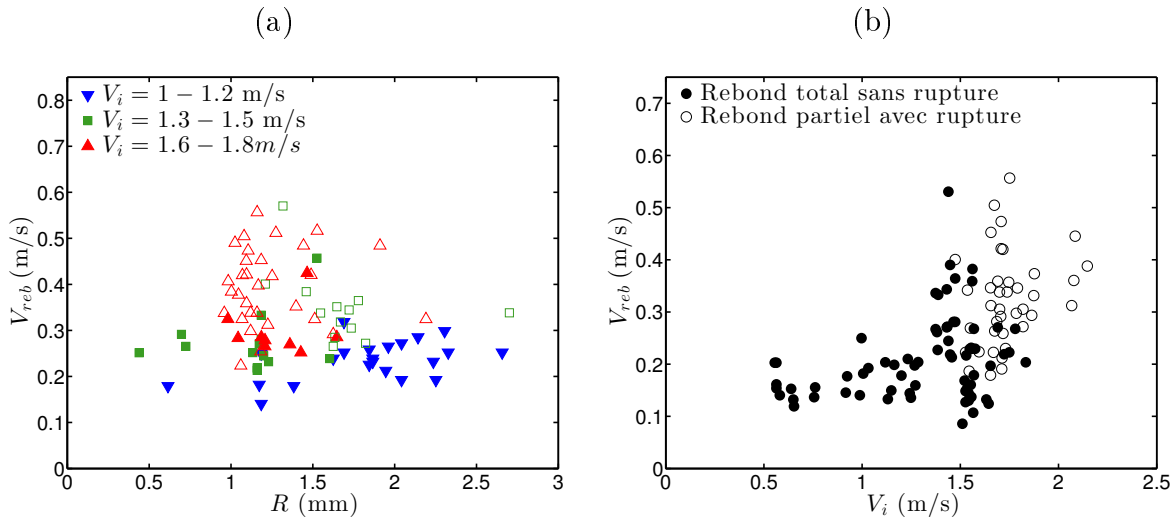


FIGURE E.15 – Vitesse de rebond V_{reb} d'une goutte d'oxygène liquide lors de son impact sur un bain d'eau liquide (a) en fonction de son rayon R (en m) à vitesse d'impact V_i fixée et (b) en fonction de sa vitesse d'impact V_i (en m.s^{-1}) à rayon $R = 1.1$ mm fixé.

On constate d'abord que la vitesse de rebond de la goutte d'oxygène liquide après son impact sur le bain d'eau est d'un ordre de grandeur en-dessous de sa vitesse d'impact.

A vitesse d'impact V_i fixée, la vitesse de rebond V_{reb} augmente très légèrement avec le rayon de la goutte R dans le régime de *rebond total sans rupture* et présente un étalement important dans le régime de *rebond partiel avec rupture*.
A rayon R fixé, la vitesse de rebond V_{reb} augmente aussi très légèrement avec la vitesse d'impact de la goutte V_i dans le régime *rebond total sans rupture* et augmente brusquement dans le régime *rebond partiel avec rupture*. Le saut de la vitesse de rebond entre les deux régimes a donc lieu lorsque le pincement et la rupture de la cavité qui entraîne la scission de la goutte d'oxygène liquide apparaît et que seule une partie, et donc plus petite, de la goutte rebondit ainsi avec une vitesse plus importante.

E.4.2 Influence de la viscosité du bain liquide

Pour les bains d'huile silicone, la vitesse de rebond V_{reb} est toujours la vitesse maximale de la goutte (dans le régime de *rebond total sans rupture*) et elle est la vitesse de la partie de la goutte qui rebondit (dans les régimes de *rebond partiel avec rupture* et de *rebond total avec rupture*).

L'évolution de la vitesse de rebond V_{reb} de la goutte d'oxygène liquide (de rayon $R = 1.1$ mm) après son impact sur des bains d'huile silicone (de viscosités cinématique $\nu =$ 5-10-20-50 $.10^{-6}$ m^2.s^{-1}) en fonction de la vitesse d'impact V_i est présentée sur la figure E.16.

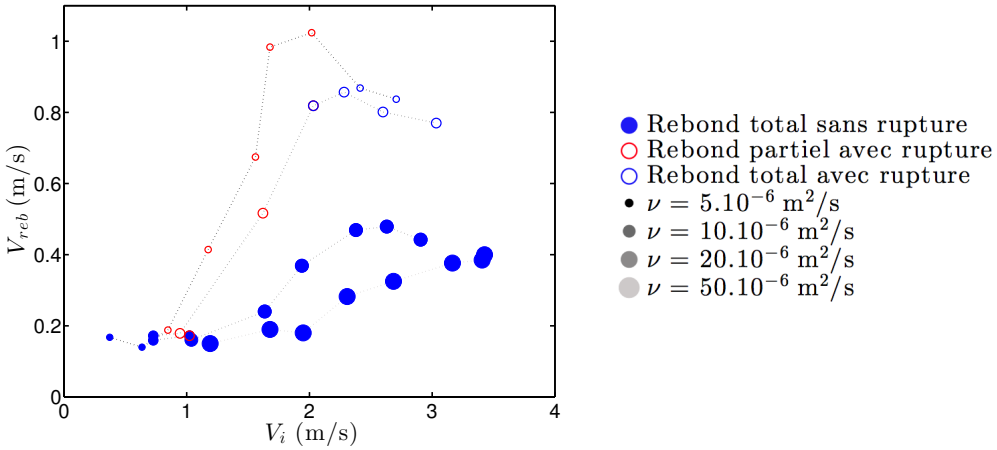


FIGURE E.16 – Vitesse de rebond V_{reb} (en m.s^{-1}) d'une goutte d'oxygène liquide lors de son impact sur un bain d'huile silicone de différentes viscosité en fonction de sa vitesse d'impact V_i (en m.s^{-1}) à rayon $R = 1.1$ mm fixé.

Dans le cas d'impacts sur bains d'huile silicone, on retrouve les mêmes ordres de grandeur de vitesse de rebond que dans le cas d'impacts sur bain d'eau (un ordre de grandeur en-dessous des vitesses d'impact).

La vitesse de rebond V_{reb} de la goutte augmente toujours avec la vitesse d'impact V_i : faiblement dans le régime de *rebond total sans rupture*, plus brusquement dans le régime de *rebond partiel avec rupture* et à nouveau faiblement (voire décroît) dans le régime *rebond total avec rupture*. On retrouve donc d'abord le saut de vitesse de rebond au passage entre les deux premiers régimes (lorsque seule une petite partie de la goutte rebondit). L'inflexion de la vitesse de rebond entre les deux derniers régimes a lieu lorsqu'on a toujours le pincement et la rupture de la cavité qui entraîne la scission de la goutte d'oxygène liquide mais que les deux parties de la goutte rebondissent.

Dans chaque régime, plus la viscosité du bain liquide augmente, moins les vitesses de rebond sont importantes. En effet, il y a plus d'énergie visqueuse dissipée quand la viscosité du bain augmente.

E.4.3 Modélisation

On cherche à identifier et quantifier les différentes énergies mises en jeu lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain liquide pour estimer le coefficient de restitution en énergie de l'impact α.

Hypothèses simplificatrices et améliorations du modèle

D'après la partie E.1.3, on prend en compte l'énergie de dissipation visqueuse dans le cas des bains d'huile silicone (impacts visqueux) mais on la néglige dans le cas des bains d'eau liquide (impacts inertiels).
Par ailleurs, on néglige désormais seulement l'énergie de rotation de la goutte lors de son rebond après l'impact.

Dans la partie E.3.5, on a considéré que les cavités étaient de forme hémisphérique de rayon moyen $r_{moy} = (p_{max} + r_{max})/2$ et on a vu que cette hypothèse était trop restrictive dans le cas des cavités du bain d'eau plutôt de forme conique. Dans ce modèle, on extrait donc la forme exacte des cavités pour utiliser la surface s et le volume v exacts des cavités. Pour finir, le volume moyen de la partie piégée sous la surface du bain liquide dans le régime de *rebond partiel avec rupture* est de l'ordre de 10% du volume de la goutte avant l'impact et augmente légèrement avec la vitesse d'impact de la goutte. Dans ce modèle, on prend en compte le changement de taille de la goutte avant et après l'impact en utilisant le volume V exact de la goutte qui rebondit.

Identification des énergies mises en jeu

On considère l'impact de gouttes d'oxygène liquide (de masse volumique $\rho_{ox} = 1141$ kg.m^{-3}, de tension de surface $\gamma_{ox} = 13$ mN.m^{-1}, de rayon R et de vitesse d'impact V_i) sur un bain d'eau liquide (de tension de surface $\gamma_l = 72.8$mN.m^{-1} et de masse volumique $\rho_l = 1000$ kg.m^{-3}) et des bains d'huile silicone (de tension de surface $\gamma_l \approx 20$ mN.m^{-1}, de masse volumique $\rho_l \approx 950$ kg.m^{-3} et de viscosités cinématiques $\nu = 5\text{-}50\ .10^{-6}$ m^2.s^{-1}). Lors de l'impact, l'énergie cinétique d'impact de la goutte E_{ci} est convertie en énergie de surface E_γ nécessaire à la création de la cavité (impacts capillaires), en énergie potentielle de pesanteur E_{pg} nécessaire au déplacement du volume de fluide dans la zone d'impact (impacts gravitaires), en énergie cinétique de rebond E_{reb} de la goutte après l'impact, en énergie de déformation E_{def} de la goutte lors de l'impact mais aussi en énergie de dissipation visqueuse E_ν lors de la mise en mouvement du bain liquide dans le cas des bains d'huile silicone.
Le bilan de conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_{ci} = E_\gamma + E_{pg} + E_{reb} + E_{def} + E_\nu$$

avec

- E_{ci}, l'énergie cinétique d'impact $E_{ci} = \frac{1}{2}\rho_{ox}(\frac{4}{3}\pi R^3)V_i^2$,
- E_γ, l'énergie de surface $E_\gamma = \gamma_l s$,
- E_{pg}, l'énergie potentielle de pesanteur $E_{pg} = \rho_l \frac{2}{3}\pi r^3 g r$,
- E_{reb}, l'énergie cinétique de rebond $E_{reb} = \frac{1}{2}\rho_{ox}(\frac{4}{3}\pi R^3)V_{reb}^2$,
- E_{def}, l'énergie de déformation de la goutte $E_{def} = \gamma_{ox} 4\pi R^2$,
- et pour les bains d'huile silicone, E_ν, l'énergie de dissipation visqueuse $E_\nu = \nu\rho_l s V_i$.

Confrontation modèle-expériences

Bain d'eau La répartition des différentes énergies mises en jeu lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide en fonction de l'énergie cinétique d'impact est présentée sur la figure E.17.

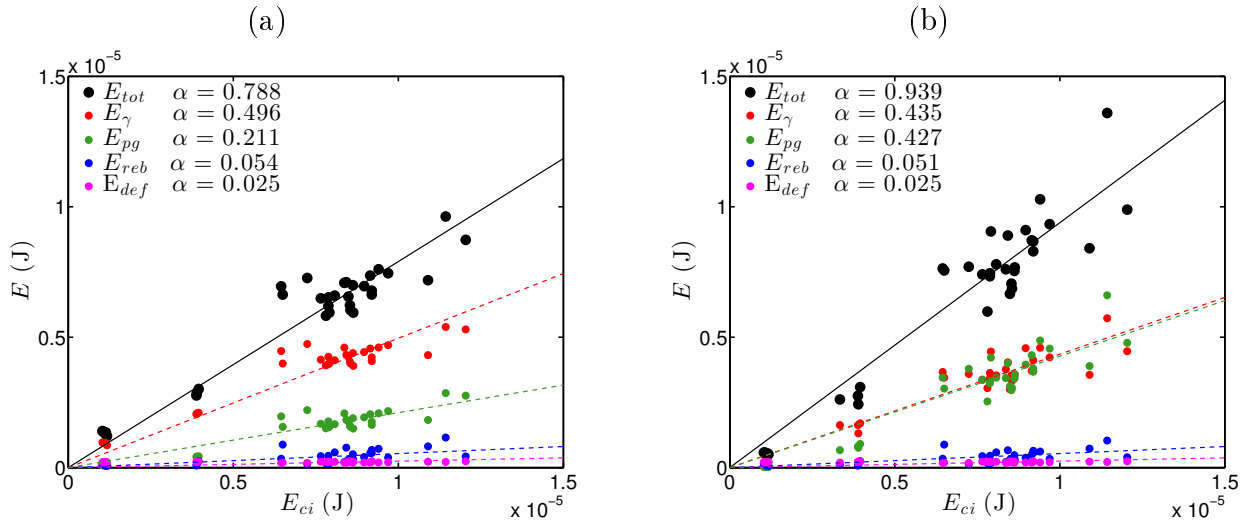


FIGURE E.17 – Répartition des différentes énergies (en J) mises en jeu lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide en fonction de l'énergie cinétique d'impact E_{ci} (en J). E_{tot} (en J) est la somme des énergies après l'impact. (a) En considérant les cavités hémisphériques de rayon moyen $r_{moy} = (p_{max} + r_{max})/2$ et en négligeant le changement de taille de la goutte avant et après l'impact $V = \frac{4}{3}\pi R^3$. (b) En prenant en compte la forme exacte des cavités et le volume exact de la goutte qui rebondit après l'impact.

Les différentes énergies mises en jeu lors de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain liquide sont quantifiées par le coefficient de restitution en énergie de l'impact α qui correspond au rapport de la valeur de l'énergie considérée sur l'énergie totale de départ ie l'énergie cinétique d'impact.

On constate d'abord que l'énergie cinétique d'impact s'est principalement convertie en l'énergie de surface nécessaire à la création de la cavité (près de la moitié, 49.6%) et en l'énergie potentielle de pesanteur nécessaire au déplacement du volume de fluide dans la zone d'impact (près du cinquième, 21.1%). L'énergie cinétique de rebond et l'énergie de déformation de la goutte sont bien négligeables (de l'ordre de quelques pourcents de l'énergie de départ, respectivement 5.4% et 2.5%). Ainsi, l'énergie est principalement utilisée pour la création de la cavité d'impact et on retrouve d'ailleurs qu'il s'agit d'impacts capillaires/gravitaires.
Si on prend en compte la forme exacte des cavités et le volume exact de la partie de la goutte qui rebondit après l'impact, les poids des différentes énergies sont modifiées mais l'énergie de départ est toujours majoritairement utilisée pour la création de la cavité d'impact (l'énergie de surface et l'énergie potentielle de pesanteur deviennent comparables : respectivement 43.5% et 42.7%) et les autres énergies restent négligeables (seule l'énergie de rebond a été très légèrement modifiée et elle représente désormais 5.1% de l'énergie de départ).

Ces améliorations dans le modèle des impacts sur bain d'eau liquide entraînent la modification du coefficient de restitution en énergie totale de l'impact α de 78.8% à 93.9%. Les seules approximations restantes sont le fait d'avoir négligé l'énergie de dissipation visqueuse (impacts inertiels) et les énergies éventuellement dissipées lors du rebond de la goutte.

Bains d'huile silicone La somme des énergies après l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur les bains d'huile silicone en fonction de l'énergie cinétique d'impact est présentée sur la figure E.18.

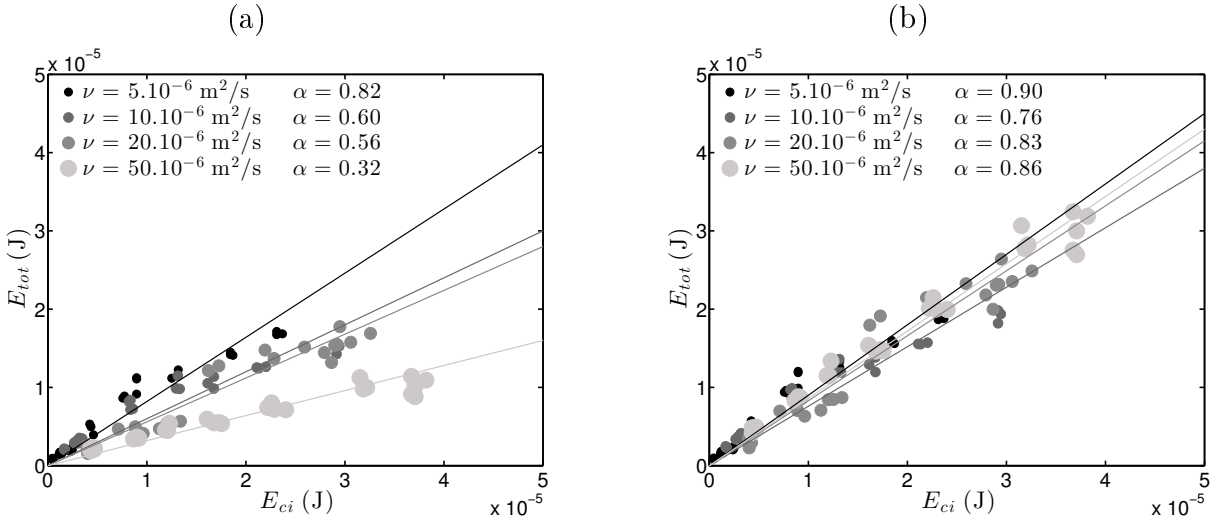


FIGURE E.18 – Somme des énergies E_{tot} (en J) après l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur les bains d'huiles silicones en fonction de l'énergie cinétique d'impact E_{ci} (en J) (a) en négligeant la dissipation visqueuse et (b) en prenant en compte la dissipation visqueuse.

Dans le cas des bains d'huile silicone, l'énergie de dissipation visqueuse n'est plus négligeable (impacts visqueux) : les coefficients de restitution en énergie totale de l'impact sont compris entre 50% pour $\nu = 50.10^{-6}$ m^2.s^{-1} et seulement 80% pour $\nu = 5.10^{-6}$ m^2.s^{-1}. Ils diminuent quand la viscosité cinématique du bain d'huile silicone augmentent. En effet, plus la viscocité du bain liquide est importante, plus la dissipation visqueuse est importante.
Si on prend en compte la dissipation visqueuse, tous les coefficients de restitution en énergie totale de l'impact sont de l'ordre de 90%. Les seules approximations restantes sont le fait d'avoir négligé les énergies éventuellement dissipées lors du rebond de la goutte.

E.4.4 Energies de dissipation lors du rebond

On cherche à quantifier les énergies éventuellement dissipées lors du rebond, notamment dans la rotation de la partie de la goutte qui rebondit.

On s'intéresse au lien entre la vitesse de rebond V_{reb} (vitesse instantanée de la partie de la goutte qui rebondit, à son passage au niveau de la surface du bain liquide) et la hauteur de rebond H_{reb} (hauteur totale atteinte par la partie de la goutte qui rebondit, l'origine étant prise à la profondeur maximale de la cavité).

La hauteur de rebond H_{reb} en fonction de la vitesse de rebond V_{reb} pour nos différentes expériences est présentée sur la figure E.19.

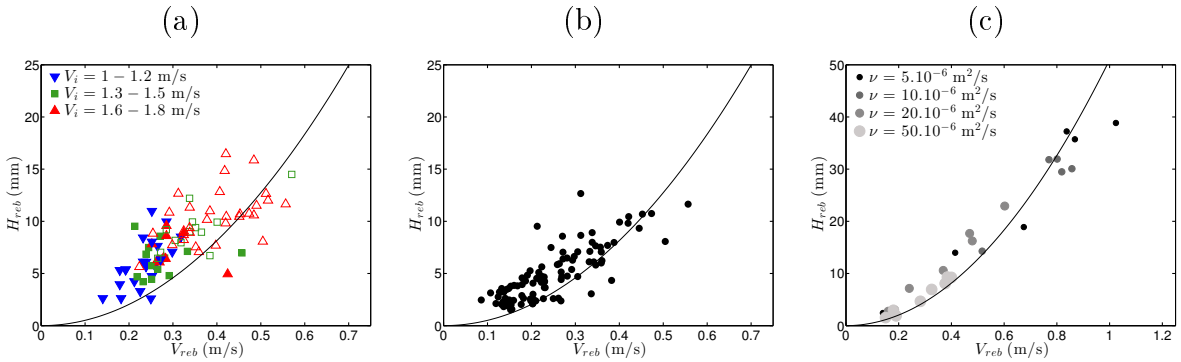


FIGURE E.19 – Hauteur de rebond H_{reb} (en mm) de la goutte d'oxygène liquide en fonction de sa vitesse de rebond V_{reb} (en m.s^{-1}) après l'impact avec (a) un bain d'eau liquide (à rayon $R = 1.1$ mm fixé pour différentes vitesses d'impact), (b) un bain d'eau liquide (à vitesse d'impact V_i fixée pour différents rayons de gouttes) et (c) avec un bain d'huile silicone (à rayon $R = 1.1$ mm fixé pour différentes vitesses d'impact et différentes viscosités).

Si on considère que l'énergie cinétique du rebond est seulement convertie en énergie potentielle de pesanteur de rebond :

$$\frac{1}{2}\rho_{ox}(\frac{4}{3}\pi R^3)V_{reb}^2 \approx \rho_{ox}(\frac{4}{3}\pi R^3)gH_{reb} \text{ donc } H_{reb} \approx \frac{V_{reb}^2}{2g}$$

Le modèle simple est en bon accord avec nos expériences. On en déduit que l'énergie dissipée lors du rebond, notamment dans la rotation, est bien négligeable devant les énergies mises en jeu lors de l'impact.

E.5 Au-delà de l'impact

E.5.1 Taux d'évaporation

Dans le régime de *rebond partiel avec rupture*, une partie de la goutte d'oxygène liquide est piégée sous la surface du bain liquide à l'intérieur d'une bulle d'air créée par le pincement et la rupture de la cavité lors de sa fermeture. La bulle croît à la surface du bain liquide par évaporation de la goutte d'oxygène liquide toujours en Leidenfrost à l'intérieur (figure E.20).

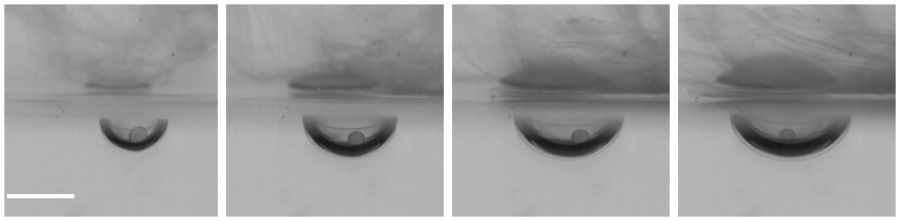


FIGURE E.20 – Séquence d'images (temps de gauche à droite) de la croissance d'une bulle de vapeur d'oxygène sous un bain d'eau liquide. Le pas de temps entre deux images est de 80 ms et l'échelle représente 3 mm.

Le taux de croissance en volume de la bulle de vapeur d'oxygène en fonction du volume de la goutte d'oxygène liquide piégée est présenté sur la figure E.21.

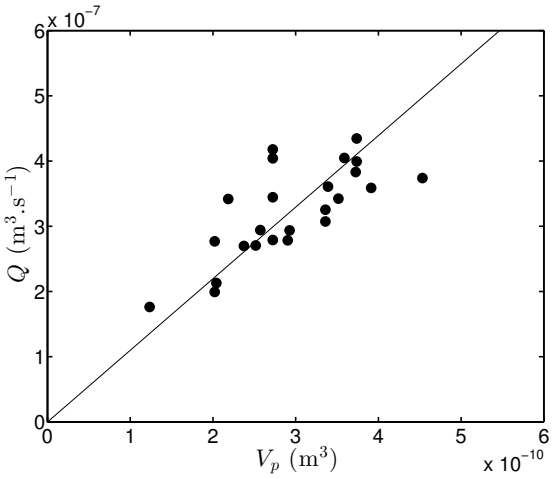


FIGURE E.21 – Taux de croissance en volume de la bulle de vapeur d'oxygène Q (en $\mathrm{m}^3.\mathrm{s}^{-1}$) en fonction du volume de la goutte d'oxygène liquide piégée sous la surface du bain d'eau liquide V_p (en m^3).

Plus le volume de la goutte d'oxygène liquide piégée sous la surface du bain liquide est important, plus la bulle de vapeur d'oxygène croît rapidement. L'évolution est linéaire en volume de pente ≈ 1100 s.$^{-1}$. Cette valeur correspond au taux d'évaporation le l'oxygène liquide.

Ainsi, à partir de l'évolution du volume de la bulle de vapeur d'oxygène en fonction du temps pour les différents volumes de gouttes piégées, on a une méthode pour déterminer le taux d'évaporation de l'oxygène liquide sous la surface du bain d'eau liquide à température ambiante.

E.5.2 Effet cascade

Dans le régime de *rebond partiel avec rupture*, la première partie de la goutte (qui rebondit lors de l'impact) et la deuxième partie partie de la goutte (qui est piégé sous la surface du bain) est finalement aussi éjectée au-dessus de la surface du bain liquide après l'éclatement de la bulle. Mais lors de l'explosion de la bulle d'oxygène liquide, on peut observer la création d'une nouvelle bulle et assister à un phénomène de cascade (figure E.22).

Ces résultats expérimentaux et ces modélisations théoriques sont à l'origine et sont complétés par une étude menée par Laurent Maquet au Laboratoire GRASP de l'Université de Liège, Belgique. Il s'agit toujours d'impacts de gouttes en Leidenfrost sur bains liquides mais tels que la goutte est une goutte de HFE-7100 et les bains liquides sont des bains d'huile silicone chauffés à une température supérieure à la température de Leidenfrost des gouttes sur ces substrats.

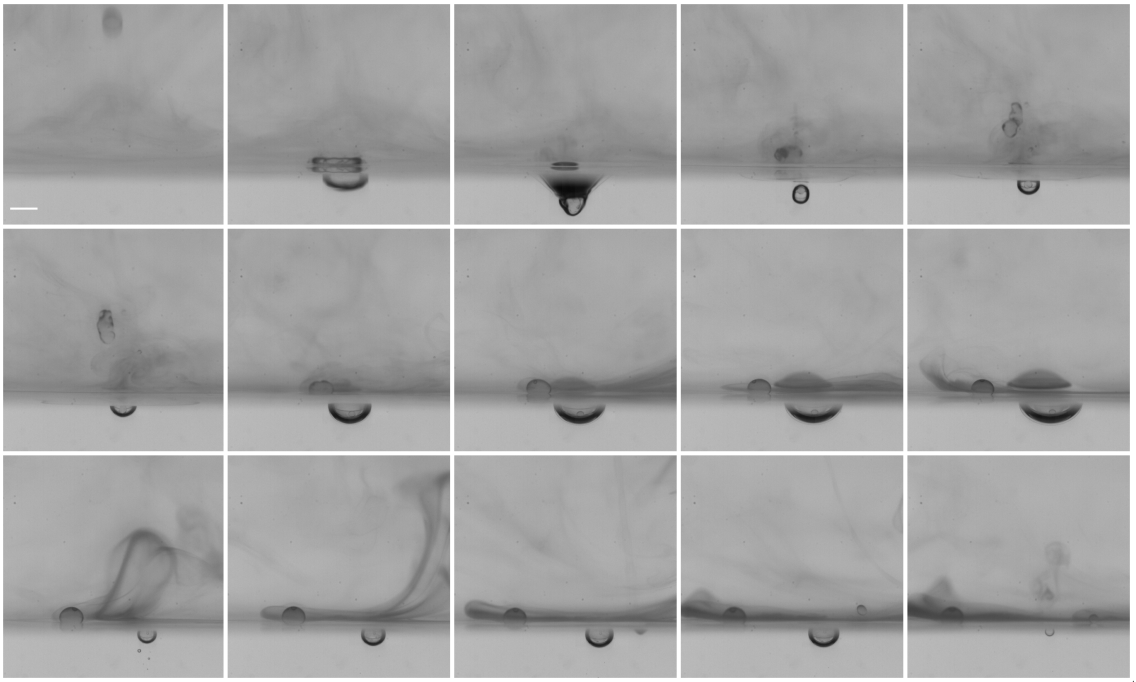


FIGURE E.22 – Séquence d'images de l'impact d'une goutte d'oxygène liquide sur un bain d'eau liquide à température ambiante et pression atmosphérique présentant le phénomène de cascade. Les images sont rangées chronologiquement par ligne de gauche à droite. Le pas de temps entre deux images est adapté selon les différentes étapes de l'impact (première ligne : 10 ms ; deuxième : 100 ms ; et troisième : 70 ms) et l'échelle représente 3 mm. On observe l'impact de la goutte d'oxygène liquide sur le bain liquide (première ligne), la croissance de la bulle de vapeur d'oxygène (deuxième ligne), son éclatement, la création d'une nouvelle bulle et sa croissance jusqu'à son propre éclatement (troisième ligne).

Bibliographie

[1] *Learn how to duck dive.* http ://www.surfing-waves.com.

[2] John David Anderson Jr. *Fundamentals of aerodynamics.* Tata McGraw-Hill Education, 1985.

[3] Collectif Art-Sciences. *Fontaines, pièces d'eau et installations.* http ://www.terredeaux.eu/le-parcours-des-fontaines/, 2013.

[4] ML Banner and DH Peregrine. Wave breaking in deep water. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1) :373–397, 1993.

[5] JA Battjes. Surf-zone dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 20(1) :257–291, 1988.

[6] John C Beaglehole. *The voyage of the Resolution and Discovery, 1776-1780.* Boydell, 1999.

[7] Walter Benenson and Horst Stöcker. *Handbook of physics.* Springer Science &amp ; Business Media, 2002.

[8] Anne-Laure Biance, Christophe Clanet, and David Quéré. Leidenfrost drops. *Physics of Fluids (1994-present)*, 15(6) :1632–1637, 2003.

[9] Stephen Blundell. *Magnetism in condensed matter.* Oxford Univ. Press, 2001.

[10] P Bonmarin. Geometric properties of deep-water breaking waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 209 :405–433, 1989.

[11] N Bose and J Lien. Energy absorption from ocean waves : a free ride for cetaceans. *Proceedings of the Royal Society of London B : Biological Sciences*, 240(1299) :591–605, 1990.

[12] Philip Boston. Billabong odyssey. *Documentaire sur les surfeurs de l'extrême avec Mike Parsons*, 2006.

[13] Duke Boyd. *Legends of Surfing : The Greatest Surfriders from Duke Kahanamoku to Kelly Slater.* MVP Books, 2009.

[14] William Byrne and John Weber. A view of karakakooa bay, in owyhee. *National Library of Australia digitised item*, 1779.

[15] Vawe Surf Café. *Vague indoor.* http ://www.wave-surf-cafe.fr/, 2015.

[16] A Caldwell, E Gschwendtner, K Lotov, P Muggli, and M Wing. Awake design report a proton-driven plasmawakefield acceleration experiment at cern. Technical report, 2013.

[17] Kuang-An Chang and Philip L-F Liu. Velocity, acceleration and vorticity under a breaking wave. *Physics of Fluids (1994-present)*, 10(1) :327–329, 1998.

[18] Hubert Chanson. *Tidal Bores, Aegir, Eagre, Mascaret, Pororoca : Theory and Observations.* World Scientific, 2012.

[19] Hubert Chanson, David Reungoat, Bruno Simon, and Pierre Lubin. High-frequency turbulence and suspended sediment concentration measurements in the garonne river tidal bore. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 95(2) :298–306, 2011.

[20] AM Chechelnitsky. Heliosphere frontiers : Voyager 1 confirms the forecast of the theory–of wave astrodynamics. *Shell hierarchy of the solar system elite (dominant) orbits*, 2005.

[21] Kelly Slater Wave Compagy. *Magic wave.* http ://www.kswaveco.com/, 2015.

[22] Duncan Copp, Nick Davidson, and Adam Finch. Le lanceur spatial. *A la conquête de la Lune*, 2008.

[23] Alex DD Craik. The origins of water wave theory. *Annual review of fluid mechanics*, 36(1) :1, 2004.

[24] Alex DD Craik. George gabriel stokes on water wave theory. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37 :23–42, 2005.

[25] France culture. *Surf : un grand nombre de petits spots.* http ://www.franceculture.fr/sciences/surf-un-grand-monde-de-petits-spots, 2012.

[26] Anne-Sophie Cussatlegras and Patrick Geistdoerfer. Bioluminescence measurements on the bay of biscay continental shelf. *Actes de colloques-IFREMER*, pages 140–146, 2001.

[27] Anne-Sophie Cussatlegras and Patrice Le Gal. Bioluminescence of the dinoflagellate pyrocystis noctiluca induced by laminar and turbulent couette flow. *Journal of experimental marine biology and ecology*, 310(2) :227–246, 2004.

[28] Anne-Sophie Cussatlegras and Patrice Le Gal. Variability in the bioluminescence response of the dinoflagellate pyrocystis lunula. *Journal of experimental marine biology and ecology*, 343(1) :74–81, 2007.

[29] AS Cussatlegras and P Le Gal. Dinoflagellate bioluminescence in response to mechanical stimuli in water flows. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 12(3) :337–343, 2005.

[30] Ile de Loisirs Cergy-Pontoise. *Vague à surf.* http ://cergy-pontoise.iledeloisirs.fr/, 2014.

[31] Gibus de SOULTRAIT and Sylvain Cazenave. *Le monde du surf.* Minerva, 2005.

[32] Guillaume Dufau, Alexandre Hurel, Pierre Nouqueret, and Sylvain Cazenave. *Vagues : Le fabuleux spectacle de l'océan.* Aubanel, 2009.

[33] Guillaume Dupeux. *Propulsion et friction d'objets non mouillants.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2013.

[34] Guillaume Dupeux, M Le Merrer, G Lagubeau, Christophe Clanet, S Hardt, and David Quéré. Viscous mechanism for leidenfrost propulsion on a ratchet. *EPL (Europhysics Letters)*, 96(5) :58001, 2011.

[35] Guillaume Dupeux, Marie Le Merrer, Christophe Clanet, and David Quéré. Trapping leidenfrost drops with crenelations. *Physical Review Letters*, 107(11) :114503, 2011.

[36] Shane Egan and David V Burley. Triangular men on one very long voyage : the context and implications of a hawaiian-style petroglyph site in the polynesian kingdom of tonga. *The Journal of the Polynesian Society*, 118(3) :209–232, 2009.

[37] Laboratoire Matériaux et Phénomènes quantiques. *Mag Surf : le skate à lévitation supraconductrice.* http ://www.univ-paris-diderot.fr/, 2011.

[38] Andrew A Fejer. Porpoises and the bow-riding of ships under way. *Nature*, 188 :700–703, 1960.

[39] Ben R Finney and James D Houston. *Surfing : A history of the ancient Hawaiian sport*. Pomegranate, 1996.

[40] Frank E Fish and Clifford A Hui. Dolphin swimming–a review. *Mammal Review*, 21(4) :181–195, 1991.

[41] CLaire Folkard. *Guinness World Records 2006*. Bantam Books, 2006.

[42] CJ Galvin. Wave breaking in shallow water. *Waves on beaches and resulting sediment transport*, pages 413–456, 1972.

[43] Cyril J Galvin. Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of geophysical research*, 73(12) :3651–3659, 1968.

[44] Malcolm Gault-Williams. *Legendary surfers*, volume 1. 2005.

[45] Damien Gayle. *Riding on the crest of a wave... on a step ladder*. http ://www.dailymail.co.uk/, 2011.

[46] The Hawaiian gazette. Chronicling america : Historic american newspapers. *Library of Congress*, 08 Dec. 1905.

[47] Patrick Geistdoerfer and Anne-Sophie Cussatlegras. Variations nycthémérales de la bioluminescence marine en méditerranée et dans l'atlantique nord-est. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series III-Sciences de la Vie*, 324(11) :1037–1044, 2001.

[48] Y Goda. A synthesis of breaker indices. *Transactions of the Japan Society of Civil Engineers*, 2(2) :227–230, 1970.

[49] John Grasso, Bill Mallon, and Jeroen Heijmans. *Historical dictionary of the Olympic movement*. Rowman &amp ; Littlefield, 2015.

[50] Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin, Luc Petit, and Pierre Gilles de Gennes. *Hydrodynamique physique*. EDP sciences Les Ulis, 2001.

[51] Rona Tamiko Halualani. *In the name of Hawaiians : Native identities and cultural politics*. U of Minnesota Press, 2002.

[52] Laird Hamilton. *Big wave surfeur, Innovator*. http ://www.lairdhamilton.com/.

[53] WD Hayes. Wave riding of dolphins. 1953.

[54] Bill Heath. *Pororoca : Surfing the Amazon*. Heart of Darkness of The Surfing World, 2003.

[55] Karl R Helfrich and Jesús Pineda. Accumulation of particles in propagating fronts. *Limnology and oceanography*, 48(4) :1509–1520, 2003.

[56] Kiyoshi Horikawa. *Nearshore dynamics and coastal processes : Theory, measurement, and predictive models*. University of Tokyo press, 1988.

[57] Hans G Hornung, Christian Willert, and Stewart Turner. The flow field downstream of a hydraulic jump. *Journal of Fluid Mechanics*, 287 :299–316, 1995.

[58] Robert T Hudspeth. *Waves and wave forces on coastal and ocean structures*, volume 21. World scientific, 2006.

[59] William C Hughes and J Ernest Flack. Hydraulic jump properties over a rough bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(12) :1755–1771, 1984.

[60] Greg Huglin. *Dolphin Gallery.* http ://www.greghuglin.com/.

[61] Scott Huler. *Defining the wind : The Beaufort Scale and how a 19th-century admiral turned science into poetry.* Crown, 2007.

[62] Waves in City. *Surf different !* http ://www.wavesincity.fr.

[63] Walter Isaacson. *Einstein : His life and universe.* Simon and Schuster, 2007.

[64] Joseph C Jungers. *L'analyse cinétique de la transformation chimique*, volume 9. Éditions Technip, 1967.

[65] Jon Kabat-Zinn. *Où tu vas, tu es.* JC Lattès, 2012.

[66] Richard Kenvin. *Surf Craft : Design and the Culture of Board Riding Surf Craft Design and the Culture of Board Riding.* MIT Press, 2014.

[67] Olivier Kimmoun and Hubert Branger. A particle image velocimetry investigation on laboratory surf-zone breaking waves over a sloping beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 588 :353–397, 2007.

[68] MS Kirkgöz. Breaking wave impact on vertical and sloping coastal structures. *Ocean Engineering*, 22(1) :35–48, 1995.

[69] Christian Koch and Hubert Chanson. Turbulence measurements in positive surges and bores. *Journal of Hydraulic Research*, 47(1) :29–40, 2009.

[70] Casey Koteen. *Wax History.* http ://www.surfline.com/surfing-a-to-z/, 2001.

[71] Labofactory. *Arts et sciences.* http ://www.realitesnouvelles.org/, 2015.

[72] Scott Laderman. *Empire in waves : a political history of surfing*, volume 1. Univ of California Press, 2014.

[73] Stuart J Laurence and Ralf Deiterding. Shock-wave surfing. *Journal of Fluid Mechanics*, 676 :396–431, 2011.

[74] Marie Le Merrer, Christophe Clanet, David Quéré, Élie Raphaël, and Frédéric Chevy. Wave drag on floating bodies. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(37) :15064–15068, 2011.

[75] Carlos M Lemos. *Wave breaking : a numerical study*, volume 71. Springer Science &amp ; Business Media, 2013.

[76] Xinqian Leng and Hubert Chanson. Negative surges and unsteady turbulent mixing induced by rapid gate opening in a channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 63 :133–143, 2015.

[77] Lexus. *Slide.* http ://www.lexus-int.com/amazinginmotion/, 2015.

[78] Jack London. *The cruise of the Snark.* Penguin, 1911.

[79] Victor Malka, Jérôme Faure, Yann A Gauduel, Erik Lefebvre, Antoine Rousse, and Kim Ta Phuoc. Principles and applications of compact laser–plasma accelerators. *Nature Physics*, 4(6) :447–453, 2008.

[80] Peter J. Mantle. *High-Speed Marine Craft : Onde Hundred Knots at Sea.* Cambridge Univ Press, 2015.

[81] Ben Marcus. *Surf Leashes.* http ://www.surfline.com/surfing-a-to-z/.

[82] Ben Marcus. *The Surfboard : Art, Style, Stoke.* MVP Books, 2010.

[83] Sean McCagh. *The Surfboard Book : How Design Drives Performance.* McCagh O'Neill Pty td, 2013.

[84] Steven Miller. *Surfboard Shaping and glassing.* Broché, 2006.

[85] Jack Moran. *An introduction to theoretical and computational aerodynamics.* Courier Corporation, 1984.

[86] Andrew Nathanson, Philip Haynes, and Daniel Galanis. Surfing injuries. *The American journal of emergency medicine*, 20(3) :155–160, 2002.

[87] ABC's World News. *Red tide surfing - San Diego.* http ://abc.go.com/shows/world-news-tonight, 2011.

[88] Joe O'Connor. *Epic 29-kilometre-long wave could turn Moncton, N.B., into an international surfing destination.* http ://news.nationalpost.com/, 2013.

[89] Map Gallery of Seafloor Mapping Lab. Mavericks, half-moon bay, california. *California State University, Monterey Bay*, 2007.

[90] Myriam Peignist. Eau vécue et "sens marin". *Staps*, (2) :91–106, 2011.

[91] D Howell Peregrine. Breaking waves on beaches. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15(1) :149–178, 1983.

[92] Keyvan Piroird, Christophe Clanet, and David Quéré. Magnetic control of leidenfrost drops. *Physical Review E*, 85(5) :056311, 2012.

[93] Keyvan Piroird, Baptiste Darbois Texier, Christophe Clanet, and David Quéré. Reshaping and capturing leidenfrost drops with a magnet. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(3) :032108, 2013.

[94] Jean-Etienne Poirier. *HOPUPU. Les délices de la glisse.* Septentrion, 2000.

[95] David Quéré. Leidenfrost dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 :197–215, 2013.

[96] Pascal Raux. *Interfaces mobiles : friction en mouillage nul et dynamiques de fronts.* PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2013.

[97] PS Raux, PM Reis, JWM Bush, and Christophe Clanet. Rolling ribbons. *Physical review letters*, 105(4) :044301, 2010.

[98] Surf report. *Beach break, point break, reef break Caractéristiques des spots.* http ://www.surf-report.com/, 2014.

[99] David Reungoat, Hubert Chanson, and Claire E Keevil. Field measurements of unsteady turbulence in a tidal bore : the garonne river in october 2013. *Journal of Hydraulic Research*, 53(3) :291–301, 2015.

[100] Riverbreak. *The International River Surf Magazine.* http ://riverbreak.com/, 2013.

[101] Marc Serge Rivière. A woman of courage : The journal of rose de freycinet on her voyage around the world 1817-1820. *National Library of Australia, Canberra*, 1996.

[102] Tui De Roy. *Galapagos Sea Lion Surfing.* http ://www.tuideroy.com/.

[103] World sailing speed record council. *Nautical Mile Records.* http ://www.sailspeedrecords.com/.

[104] S Sato and Y Goda. Coastal and harbor engineering, 1972.

[105] BE Scarfe, MHS Elwany, ST Mead, and KP Black. The science of surfing waves and surfing breaks-a review. *Scripps Institution of Oceanography*, 2003.

[106] Boeing Defense Space Security. *Boeing X-51A WaveRider Sets Record with Successful 4th Flight.* http ://boeing.mediaroom.com/, 2013.

[107] Alan L Shanks, Jamie MacMahan, Steven G Morgan, Ad JH M Reniers, Marley Jarvis, Jenna Brown, Atsushi Fujimura, and Chris Griesemer. Transport of larvae and detritus across the surf zone of a steep reflective pocket beach. *Marine Ecology Progress Series*, 528 :71–86, 2015.

[108] Bob Smith. *The Basics of Surfboard Design.* Broché, 2008.

[109] The International Hydrofoil Society. *The Hydrofoil Resource Site.* http ://www.foils.org/.

[110] Rod Sumpter. *100 Best Surf Spots in the World : The World's Best Breaks for Surfers in Search of the Perfect Wave.* Globe Pequot Press, 2004.

[111] Surfing. *Historic Images from Bishop Museum Archives.* Bishop Museum Press book, 2006.

[112] Alain Thébault. *L'Hydroptère.* http ://www.hydroptere.com/.

[113] Milton Van Dyke and Milton Van Dyke. *An album of fluid motion.* Parabolic Press Stanford, 1982.

[114] Hugo Verlomme and ALexandre Hurel. *Fous de glisse.* Albin Michel, 1990.

[115] Hugo Verlomme and Laurent Masurel. *Bodysurf : aux origines du surf.* Atlantica, 2002.

[116] A Wallet and F Ruellan. Trajectories of particles within a partial clapotis. *Houille Blanche*, 5 :483–489, 1950.

[117] Matt Warshaw. *The encyclopedia of surfing.* Houghton Mifflin Harcourt, 2005.

[118] Matt Warshaw. *The history of surfing.* Chronicle Books, 2010.

[119] Wavegarden. *Surf Snowdonia.* http ://www.wavegarden.com/, 2015.

[120] Gerald Beresford Whitham. *Linear and nonlinear waves*, volume 42. John Wiley &amp ; Sons, 2011.

[121] Robert L Wiegel. *Oceanographical engineering.* Courier Corporation, 2013.

[122] TM Williams, WA Friedl, ML Fong, RM Yamada, P Sedivy, and JE Haun. Travel at low energetic cost by swimming and wave-riding bottlenose dolphins. *Nature*, 355(6363) :821–823, 1992.

[123] Chris Witts. *The Severn Bore : An Illustrated Guide.* Amberley Publishing Limited, 2013.